DER GLEICHSTROM-LICHTBOGEN GROSSER BOGENLÄNGE

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT ZU GÖTTINGEN

VORGELEGT

VON

WALTER GROTRIAN

AUS AACHEN.

ACAD.
LUGD.BAT
BIBL.

GÖTTINGEN 1915

LEIPZIG
JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915

Von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung angenommen.
Tag der mündlichen Prüfung: 1. August 1914.

Referent: Herr Prof. Dr. H. Th. Simon.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN ELTERN

IN DANKBARKEIT ZUGEEIGNET.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548110_0157

Inhaltsverzeichnis.

Seite

1. Einleitung 7
2. Versuchsanordnung 9
3. Messungen 11
   I. Aufnahme der Charakteristiken 16
      a) in Luft 16
      b) in Stickstoff 24
      c) in Sauerstoff 27
      d) in Kohlensäure 30
      e) in Wasserstoff 32
      f) in Wasserdampf 35
4. Sondenmessungen in Luft 39
   I. Spannungsgefälle in der positiven Säule 41
   II. Kathoden- und Anodenfall 45
5. Messung der Stromdichte im Kohlensäurebogen 55
6. Theorie des Leitungsvorganges im Lichtbogen 58
   Zusammenfassung 75

Einleitung.

Die Erforschung des galvanischen Lichtbogens hat in den letzten Jahrzehnten außerordentliche Fortschritte gemacht. Einerseits lagen diese in der Richtung, daß neue Erscheinungen aufgefunden wurden, worunter vor allem die Entdeckung der akustischen Eigenschaften des Lichtbogens[1]) und seine Verwendung zur Erzeugung schneller Schwingungen[2]) zu erwähnen sind. Andererseits ist es auch gelungen, dem Verständnis des Leitungsvorganges durch das Gas, den man beim Lichtbogen vor sich hat, näher zu kommen, indem man die Erkenntnis, die man in anderen Teilen des großen Gebietes der Elektrizitätsleitung durch Gase gewonnen hatte, auf den Lichtbogen anwandte. So entstanden die auf ionentheoretischer Grundlage aufgebauten Lichtbogentheorien von Child[3]), Stark[4]), Thomson[5]), H. Th. Simon.[6]) Vor allem lernte man hier die Bedeutung der kathodischen Ansatzstelle für das ganze Phänomen richtig erkennen. Es ist dies die Stelle, an der durch den glühelektrischen Effekt die Elektronen erzeugt werden. Für kurze Lichtbögen sind die Vorgänge an der Kathode ausschlaggebend, während der Einfluß des eigentlichen Bogens, d. h. der leitenden Gasstrecke zwischen den Elek-

1) W. Duddell, Proc. of the Inst. of electr. eng. **30.** p. 148. 1901. — H. Th. Simon, Wied. Ann. **64.** p. 233. 1898; Physik. Ztschr. **2.** p. 253. 1901/02.

2) V. Poulsen, Elektrotechn. Ztschr. **27.** p. 1040. 1906; H. Th. Simon, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **1.** p. 16. 1901.

3) C. D. Child, Phys. Rev. **10.** p. 151. 1900 und zahlreiche andere Arbeiten im Phys. Rev.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. **12.** p. 673. 1903 u. spätere Arbeit.

5) J. J. Thomson, Nature **73.** p. 495.

6) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **6.** p. 297. Zusammenstellung der Lichtbogenliteratur bis 1906 findet sich bei J. F. Child, Der Stand der Forschung über den Lichtbogen, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **3.** p. 189. 1906.

troden zurücktritt. Hieraus erklärt sich wohl, daß der Leitungsvorgang in diesem Teile des Bogens weniger geklärt ist. Um den sich hier abspielenden Prozessen näher zu kommen, schien es erwünscht, Lichtbögen herzustellen und hinsichtlich ihrer elektrischen Eigenschaften zu studieren, bei denen gerade im Gegensatz zu den bisher sehr eingehend untersuchten kurzen Lichtbögen der Einfluß der Vorgänge an den Elektroden zurücktritt gegenüber der Leitung durch das Gas. Von dieser Anschauung ausgehend, veranlaßte mich Herr Prof. H. Th. Simon lange Lichtbögen bei Gleichstrom auf ihre elektrischen Eigenschaften hin zu untersuchen. Es sei im voraus erwähnt, daß es auf diesem Wege tatsächlich gelungen ist, den soeben geforderten Zustand zu realisieren, relativ genaue Messungen in allen Teilen dieser Lichtbögen auszuführen und auf Grund der gewonnenen experimentellen Resultate eine ionentheoretische Deutung des vorliegenden Leitungsvorganges durch das Gas zu geben.

Der Herstellung langer Lichtbögen standen bisher experimentelle Schwierigkeiten im Wege. Zunächst ist natürlich erforderlich, daß die nötige elektrische Energie, vor allem die nötige Spannung zur Verfügung steht. Wenn man aber in der gewohnten Weise einen Hochspannungslichtbogen dadurch herstellt, daß man die Elektroden nach Berührung weit auseinanderzieht, so entsteht ein Lichtbogen, der derartig empfindlich gegen kleine Luftschwankungen ist, daß er bei etwas größerer Länge (etwa 5 cm) dauernd stark hin und her schwankt und häufig erlischt, so daß an Messungen gar nicht zu denken ist. Nun ist aber im Jahre 1909 von Schönherr[1]) ein sehr originelles und einfaches Verfahren ersonnen worden, um lange Lichtbögen zu stabilisieren. Er läßt die Lichtbögen in einem zylindrischen Rohr brennen und erzeugt in diesem Rohr einen aufsteigenden Luftwirbel, in dessen Wirbellinie, die mit der Achse des Rohres zusammenfällt, der Lichtbogen ruhig und vollkommen stabil brennt. Dies Verfahren, das im großen zur Stickstoffbindung angewendet wird, gestattet Lichtbögen bis zu 8 m Länge dauernd zu betreiben. Ausführliche Mitteilungen hierüber siehe bei Zenneck.[2])

1) P. Schönherr, Elektrotechn. Ztschr. p. 365. 1909.

2) J. Zenneck, Vortrag in Königsberg 1910. Erschienen bei S. Hirzel, Leipzig 1911.

Zu Versuchszwecken wurden von Schönherr Anordnungen getroffen, bei denen ca. 1 m lange Wechselstromlichtbögen erzeugt wurden. Daß bei diesen langen Lichtbögen die anfangs gestellte Forderung eines ruhigen Betriebes mit reinen Versuchsbedingungen sich realisieren ließ, war von vornherein nicht vorauszusehen, doch liefern die im folgenden beschriebenen Versuche wohl den Beweis dafür.

Versuchsanordnung.

Zur Erzeugung dieser langen Lichtbögen bei Gleichstrom waren die Verhältnisse im hiesigen Institut besonders günstig,

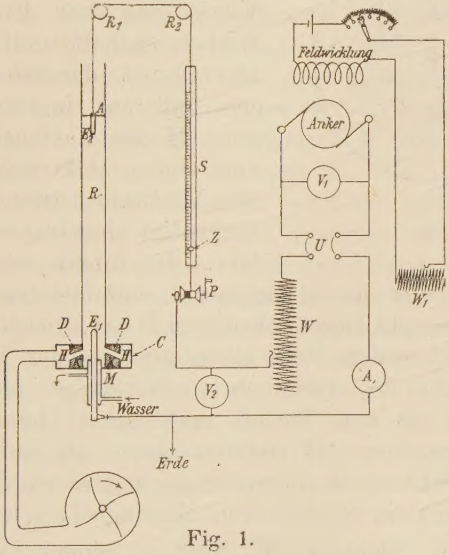


Fig. 1.

durch das Vorhandensein einer Hochspannungsgleichstrommaschine[1]), die bei 5000 Volt maximal 3 Amp. liefert.

Die Versuchsanordnung bestand im wesentlichen in einer Nachbildung der von Schönherr[2]) und Zenneck[3]) beschriebenen Demonstrationsapparate für lange Lichtbögen, wobei aber besonderer Wert gelegt wurde auf die Möglichkeit, die

1) Beschafft aus Mitteln, welche die Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie gewährte.

2) P. Schönherr, Elektrotechn. Ztschr. p. 365. 1909.

3) J. Zenneck, l. c.

Länge der Lichtbögen zu variieren, während andererseits eine Vorrichtung zum Auffangen der Abgase unnötig erschien.

Fig. 1 zeigt die Anordnung. Der Lichtbogen brennt in einem Glasrohr R von 4—5 cm Durchmesser und ca. 80 cm Länge, das entweder aus gewöhnlichem Glase besteht oder aus mehreren Lampenzylindern mit Hilfe verbindender Asbestringe zusammengesetzt ist. Für besondere Zwecke (Dauerbetrieb bei großer Stromstärke) wurde ein Eisenrohr verwandt.

Am unteren Ende des Rohres sitzt die Elektrode E_1, umgeben von einem wasserdurchströmten Kühlmantel M in dem zylindrischen Kasten C, der die Vorrichtung zur Erzeugung des Wirbels enthält und in Fig. 2 im Querschnitt dargestellt ist. In den äußeren ringförmigen Hohlraum H des Kastens C wird der von einem elektrisch angetriebenen Ventilator erzeugte Luftstrom tangential eingeblasen und rotiert hier. Im Innern sitzt ein Korkring K, der vier innen tangential einmündende, ein wenig nach oben geneigte Durchbohrungen D hat, durch die die Luft ausströmt und in dem Rohr einen aufsteigenden Wirbel bildet. Die Benutzung des durchbohrten Korkringes zur Erzeugung des Wirbels hat den Vorteil einfachster Herstellungsweise. Bei den Versuchen mit anderen Gasen als Luft erwies sich aber die Abdichtung als unzureichend und es wurde dann statt des Korkringes ein System von Messingröhren verwandt.

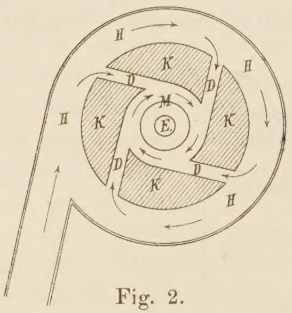


Fig. 2.

Die obere Elektrode E_2 hing an einem Litzedraht aus Kupfer, der über zwei Rollen $R_1 R_2$ zu einer kleinen Haspel P führte, mit Hilfe deren die Elektrode beliebig in dem Rohr auf und ab gezogen werden konnte, wobei ein Asbestring A für zentrische Führung der Elektrode im Rohr sorgte.

Der Litzendraht diente zugleich zur Stromzuführung. Er trug einen kleinen Zeiger Z, der an einer Millimeterskala S vorbeiglitt, an der der Abstand der Elektroden $E_1 E_2$, d. h. die Länge des Lichtbogens abgelesen werden konnte. Mit dieser Versuchsanordnung konnte die Länge des Lichtbogens von 0—70 cm bequem variiert werden.

Die Stärke des Luftstroms konnte verändert werden durch Änderung der Tourenzahl des Antriebsmotors. Als Maß für die Stärke des Luftstromes diente die Stärke des Motorstromes.

Das Lichtbogenrohr stand unter einem Abzugkasten, damit die z. T. schädlichen Abgase nicht im Versuchszimmer sich ansammelten.

Die elektrische Anordnung war bei den ersten Versuchen denkbar einfach. Der Strom wurde geliefert von der schon erwähnten Hochspannungsgleichstrommaschine. Die Maschine wird fremd erregt, die Spannung konnte also bequem reguliert werden durch einen neben der Versuchsanordnung aufgestellten, in die Felderregungsleitung eingeschalteten Widerstand W_1. Die Klemmenspannung der Maschine wurde am Versuchsorte direkt gemessen mit dem Braunschen Elektrometer V_1 und auf den gewünschten Wert einreguliert.

Hinter dem doppelpoligen Schalter U lag auf der einen Seite der große Vorschaltwiderstand W. Er bestand aus 4 sechsteiligen Schieberwiderständen von 2700, 1400, 600, 580 Ω, die vom Beobachtungsplatze aus reguliert werden konnten und einem Hochspannungswiderstand mit 2 Sätzen von 10×1000 und 10×10000 Ω. Das andere Ende des Widerstandes war über die Haspel H mit der oberen Elektrode verbunden. Die untere Elektrode war unter Zwischenschaltung des Ampermeters A (gewöhnlich wurde ein Schuckertsches Drehspulinstrument benutzt) mit dem anderen Pol der Maschine verbunden, der geerdet wurde. Das Voltmeter V_2 diente zur Messung der Lichtbogenspannung.

Zündung.

Die Zündung geschah in folgender Weise: Zunächst wurde die Wasserkühlung und der Ventilator angestellt, dann bei genügend weit eingeschaltetem Widerstand W (gewöhnlich 6—7000 Ω) die obere Elektrode mit der unteren zur Berührung gebracht und wieder hochgezogen unter allmählichem Ausschalten des Widerstandes W.

Aussehen des Bogens in Luft.

Der Bogen brennt ganz ruhig und stabil in der Mitte des Wirbels ohne Krümmungen in gerader Linie, wenn der Wirbel

gleichmäßig ist, was erst nach einigen Veränderungen an den tangentialen Luftzuführungen erreicht wurde. Er brennt gleich gut, gleichgültig ob Anode oder Kathode sich unten befindet. Das Aussehen von Anode und Kathode hängt natürlich von dem Elektrodenmaterial ab. Verwendet man Metalle, so treten an den Elektroden wie beim gewöhnlichen Lichtbogen intensive Leuchterscheinungen auf, die das dem Metalle eigene Linienspektrum aufweisen. Man kann nun, je nachdem man die Versuchsbedingungen wählt, verschiedene Formen des Metallichtbogens erhalten, wie sie von Hagenbach und Veillon[1]) beschrieben sind, vor allem dann, wenn die Kathode sich unten befindet. Am häufigsten tritt folgende Form auf, die ich als Normalform bezeichnen möchte, und die bei den später beschriebenen Messungen stets benutzt wurde.

Die Anode befindet sich unten. An dem oberen Ende der Elektrode bildet sich die Anodenansatzstelle, bei kleineren Stromstärken als leuchtender Punkt, der das Spektrum des Metalles ausstrahlt; bei größeren Stromstärken wächst der Punkt mehr und mehr, gewöhnlich schmilzt dann das Metall und es bildet sich an der Spitze der Elektrode eine kleine flüssige Kugel. Die von der Anode ausgehende metallisch leuchtende Aureole pflanzt sich nicht weit nach oben hin fort, sondern geht bald in die positive Säule über. Diese hat folgendes Aussehen: In der Mitte befindet sich scharf abgegrenzt ein bläulichweiß leuchtendes Band, dessen Durchmesser mit zunehmender Stromstärke wächst. Dieses Band ist von einem dunkleren Ringzylinder umgeben und dieser wieder von einer Aureole, die vor allem am Rande intensiv gelb leuchtet. Der Durchmesser der Aureole wächst etwas mit der Stromstärke, aber nicht stark. Da in dem weißen Bande die Temperatur außerordentlich hoch ist (ein eingeführter Platindraht schmilzt sofort), so ist es als wahrscheinlich zu betrachten, daß dieser Teil des Bogens im wesentlichen den Elektrizitätstransport übernimmt, was durch folgenden Versuch bestätigt wird.

Bringt man durch eine kleine Öffnung im Rohre eine Sonde, z. B. einen Eisenstift von 2 mm Durchmesser in die Aureole, so erhält diese einen ringförmigen Ausschnitt, ohne

1) A. Hagenbach und H. Veillon, Physikal. Ztschr. p. 1015. 1911; p. 833. 1910.

daß die Stromstärke sich ändert. Fährt man mit der Sonde quer zur Längsrichtung durch den ganzen Lichtbogen durch, so biegt das weiße Band vor der Sonde aus und krümmt sich um diese herum, springt dann bei weiterem Verschieben der Sonde auf deren andere Seite und in diesem Augenblick beobachtet man am Ampermeter eine plötzliche Stromschwankung. Das Leuchten der Aureole rührt anscheinend im wesentlichen her von den hier sich abspielenden chemischen Prozessen, speziell bei Luft von der Stickstoffverbrennung.

Die an der oberen Elektrode ansetzende Kathodenansatzstelle leuchtet heller als die Anode, der Krater setzt punktförmig an, und eine helleuchtende Aureole geht garbenförmig von der Ansatzstelle aus, aber ohne sich weiter als 1—2 cm in den Bogen fortzupflanzen. Außerdem beobachtet man, daß die Kathode sich mit Metalloxyd belegt, das vor allem bei Eisen wegen seiner intensiv braunen Farbe sofort auffällt.

Außer dieser Bogenform lassen sich nun noch verschiedene andere beobachten. Macht man den Luftstrom sehr stark, so dringt die an der Kathode auftretende Aureole weiter in die nur schwach leuchtende Aureole der positiven Säule ein und man erhält eine Form, bei der der Bogen in seiner ganzen Länge in dem hellen Glanze der von der Kathode ausgehenden Aureole leuchtet. Bei dieser Form bleibt das weiße Band im Innern des Bogens immer noch deutlich zu erkennen, so daß man annehmen darf, daß auch jetzt noch der Elektrizitätstransport von denselben Trägern übernommen wird, was auch aus der ganz geringfügigen Änderung der Stromstärke bei Verstärkung des Luftstromes zu schließen ist. Dagegen gibt es auch Formen, bei denen dies augenscheinlich nicht mehr der Fall ist. Derartige Formen treten besonders leicht auf, wenn die Kathode unten ist, z. B. beim Kupferbogen; der Bogen leuchtet dann in seiner ganzen Ausdehnung rötlich, und es ist im Innern kein weißes Band zu entdecken. Die Charakteristik dieser Form liegt etwas höher, ist steiler und wird wohl der von Hagenbach und Veillon[1]) mit 1 *a* bezeichneten Form ähnlich sein. Es ließ sich auch ein sprunghaftes Übergehen verschiedener Formen beobachten.

---

1) A. Hagenbach und H. Veillon, l. c.

Vorversuche.

Als nächstliegende Aufgabe erscheint, die Charakteristiken dieser Lichtbogenform, d. h. die Strom- und Spannungskurven aufzunehmen. Ehe man dazu schreitet, muß festgestellt werden, wieweit es möglich ist, konstante und bestimmt definierte Versuchsbedingungen herzustellen. Zunächst scheint es nach dem Vorhergesagten nötig, ein Kriterium dafür zu haben, daß stets dieselbe Entladungsform vorliegt. Es zeigte sich bald, daß die als Normalform bezeichnete Entladung von allen die stabilste und am häufigsten auftretende Form ist, die durch ihr charakteristisches Aussehen stets wieder zu erkennen war. Ein einmal bei einer bestimmten Länge und Stromstärke gemessener Wert der Spannung stellte sich bei sonst gleichen Versuchsbedingungen stets wieder ein, so daß nicht zu befürchten war, daß die zu verschiedenen Zeiten oder nach mehrmaligem Erlöschen und Wiederzünden gemessenen Werte nichtzusammengehörige Resultate ergeben würden. Ferner könnte der Verlauf der Charakteristik wesentlich davon abhängen, ob Anode oder Kathode sich unten befanden, d. h. ob die Stromrichtung von unten nach oben oder von oben nach unten verläuft. Es wurden Messungen angestellt und kurz nacheinander bei derselben Länge Charakteristiken aufgenommen mit verschiedener Stromrichtung. Es ergaben sich kaum merkbare Unterschiede. Bei den endgültigen Messungen war stets Anode unten, Kathode oben, weil dann der Bogen viel ruhiger brannte als umgekehrt. Dann war zu untersuchen, ob eine mehr oder weniger starke Kühlung der unteren Elektrode einen Einfluß ausübe; auch dies ergab ein negatives Resultat. Die untere Elektrode ragte überhaupt soweit in das Rohr hinein, daß die am unteren Ende befindliche Kühlung auf die Temperatur der oberen Spitze keinen wesentlichen Einfluß haben konnte. Die Kühlung war nur angebracht, damit nicht bei Dauerbetrieb und großer Stromstärke die Fassung der unteren Elektrode verbrennen konnte.

Man sollte vermuten, daß die Stärke des Luftwirbels einen sehr wesentlichen Einfluß auf die Werte der Charakteristik hätte. Hierüber angestellte Versuche ergaben folgendes günstige Resultat.

Ist der Luftstrom sehr schwach, aber stark genug, um auch bei größeren Längen (20—30 cm) den Lichtbogen stabil

zu erhalten (ohne Luftstrom kann man ruhig brennende Lichtbögen bis zu 8 cm Länge erhalten), so schwankt der Luftstrom etwas hin und her, was zur Folge hat, daß die als Lichtbogenlänge in Frage kommende Länge etwas größer ist als der Abstand der Elektroden. Macht man andererseits den Luftwirbel sehr stark (eine Grenze ist dadurch gegeben, daß der Lichtbogen ausgeblasen wird), so treten starke Störungen des Wirbels auf, die Wirbellinie ist keine gerade Linie mehr, sondern mehr oder weniger gekrümmt, der Lichtbogen folgt diesen Krümmungen und seine Länge ist größer als der Abstand der Elektroden. Zwischen diesen Grenzfällen liegt ein Gebiet mittlerer Wirbelstärke, in dem der Bogen ohne zu schwanken ruhig und kerzengerade brennt. Die Messungen ergaben folgendes Resultat. Mißt man bei einer Länge und einer Stromstärke i die Spannung V am Lichtbogen, ändert dann die Wirbelstärke, so ändern sich auch i und V, und zwar nimmt i ab und V zu. Bringt man durch Herabsenken der oberen Elektrode den Strom wieder auf seinen ursprünglichen Wert i, so stellt sich auch derselbe Wert von V wie vorher ein. Das heißt also: Die Verstärkung oder Schwächung des Luftwirbels bewirkt keine Änderung der Charakteristik, sondern lediglich eine Längenänderung. Durch Versuche habe ich dann festgestellt, bei welchen Wirbelstärken die Länge des Lichtbogens am kürzesten ist.

Diese Wirbelstärken sind bei den Messungen stets verwendet worden.

Meßinstrumente.

Zur Aufnahme der Charakteristiken wird lediglich Ampermeter und Voltmeter gebraucht.

Als Ampermeter diente für die kleineren Ströme von 0,1 bis 0,5 Amp. gewöhnlich ein Präzisionsdrehspulinstrument von Siemens & Halske. Für die größeren Stromstärken benutzte ich ein technisches Drehspulinstrument von Schuckert, das in zwei Meßbereichen von 0—2,5 Amp. und 0—5 Amp. benutzt wurde und im ersten Falle $^1/_{100}$ im zweiten $^2/_{100}$ Amp. schätzen ließ. Als Voltmeter bin ich nach einigen Versuchen mit einem nach dem Prinzip des Quadrantelektrometers gebauten Hochspannungsvoltmeters zu Braunschen Elektrometern übergegangen. Ich hatte deren 2, das eine von 200 bis

1500 Volt, an dem man 3 Volt noch schätzen konnte, das zweite bis 3500 Volt, an dem man Unterschiede von 10 Volt ablesen konnte. Die Eichung der Voltmeter geschah durch Spannungsmessung über einem genau bekannten Widerstand von 30000 Ω und Strommessung mit Präzisionsampermeter. Es ist ein Zeichen für das ruhige Verhalten des Lichtbogens, daß es überhaupt möglich war, mit den Braunschen Elektrometern bei Längen von 50 cm noch Ablesungen zu machen; denn die Instrumente sind so gut wie ungedämpft. Bei ganz großen Längen wurde nicht immer mit der Ablesung bis zur absoluten Ruhe des Zeigers gewartet, sondern aus Umkehrpunkten kleiner Schwingungen die Ruhelage interpoliert.

Aufnahme der Charakteristiken.

Ich habe die Charakteristiken aufgenommen bei Elektroden aus Eisen (Bessemerstahl), Kohle (Homogenkohle von Siemens & Co.), Kupfer (Elektrolytkupfer) und bei einer Kombination von Kohle und Eisen, wobei die Anode Kohle war. Bei allen Materialien läßt sich der Bogen leicht erzeugen. Bei Eisen und Kupfer treten an den Elektroden die bekannten Leuchterscheinungen, die die Metallspektren aussenden, auf; bei Kohle beobachtet man eine intensiv grün leuchtende Aureole.

Die Versuchsreihen gingen so vor sich, daß bei 10, 20, 30, 40 und 50 cm Länge nacheinander die Stromspannungskurven gemessen wurden, und zwar gewöhnlich im Sinne wachsender Stromstärke. Bei ganz kleiner Stromstärke, wenn der Lichtbogen nahe an dem Punkte ist, wo die Spannung noch eben ausreicht, um den Bogen stabil zu betreiben, war es schwieriger, genaue Ablesungen zu machen, weil die Schwankungen in diesen Gebieten naturgemäß viel stärker sind. Es ist aber gelungen, bei allen Kurven bis nahe an die Grenze zu kommen, die bei der Maschinenspannung von 4600 Volt erreicht werden konnte. Das Resultat dieser Messungen ist aus den Kurvenblättern Fig. 3—6 zu ersehen. Man erhält eine Schar von sehr regelmäßig verlaufenden Hyperbeln, deren eine Assymtote die y-Achse und deren andere Asymptote eine Parallele zur x-Achse ist. Frau Ayrton hat die von ihr bei gewöhnlichen Lichtbögen aufgenommenen Charakteristiken durch eine Formel

darzustellen versucht von der Form

$$V \cdot i = a + bi - \alpha + \beta l + \gamma \cdot i + \delta \cdot l \cdot i ,$$

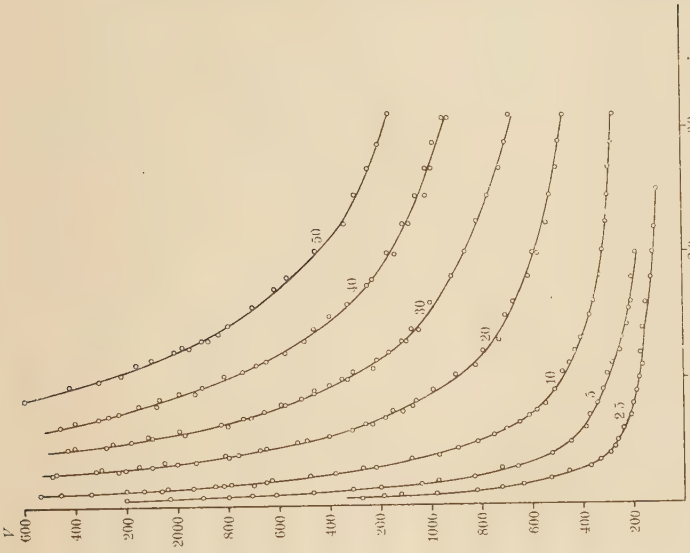


Fig. 3. Luft. Eisenelektroden, Anode unten.

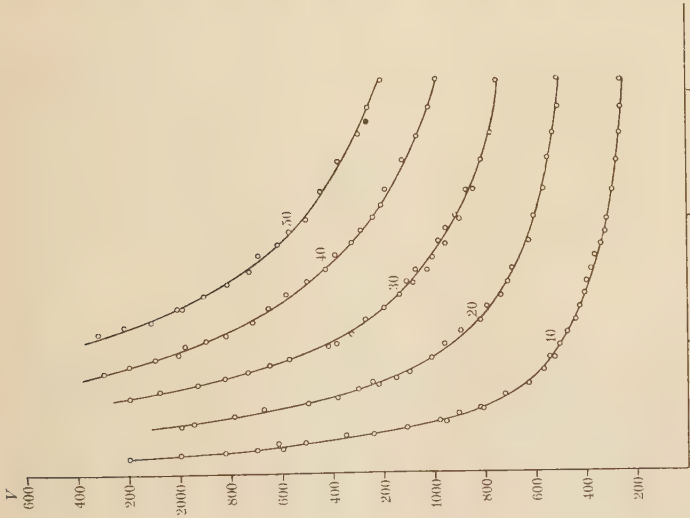


Fig. 4. Luft, Kupferelektroden.

in der α, β, γ, δ 4 Konstanten sind, die je nach dem Elektrodenmaterial verschieden sind und dem Gas, in dem der Lichtbogen brennt. Ein Blick auf die von mir gemessenen

Kurven läßt vermuten, daß diese Formel auch hier mit Erfolg verwendbar sein wird.

Fig. 5. Luft, Kohleelektroden.

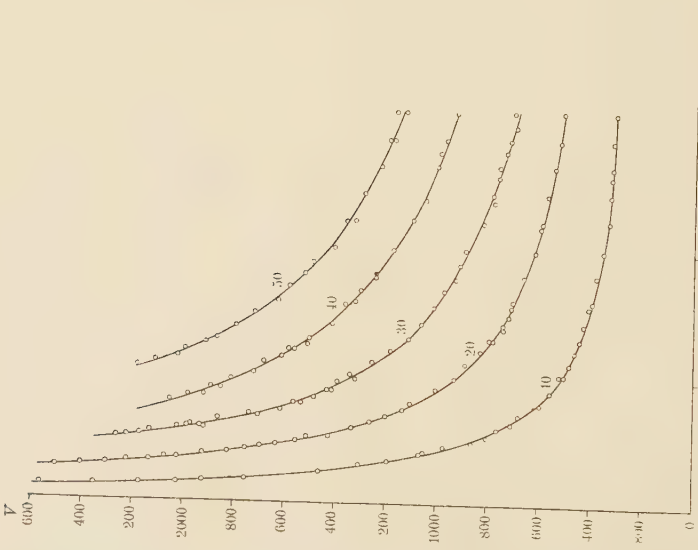


Fig. 6. Luft, Anode unten Kohle, Kathode oben Eisen.

Um die Konstanten bequem zu bestimmen empfiehlt es sich, folgenden Weg einzuschlagen: Man berechnet die bei

konstanter Länge aufgenommenen Punkte der Charakteristik die Produkte $V \cdot i$ und trägt sie als Funktion der Stromstärke auf; man erhält dann für jede Länge eine Gerade, aus denen man die Konstanten a und b für jede Länge ermitteln kann. Trägt man weiter a und b als Funktion von l auf, so erhält man wieder 2 Gerade, aus denen dann α, β und γ, δ zu entnehmen sind.

Wendet man diese Methode an, so erhält man für $V \cdot i$

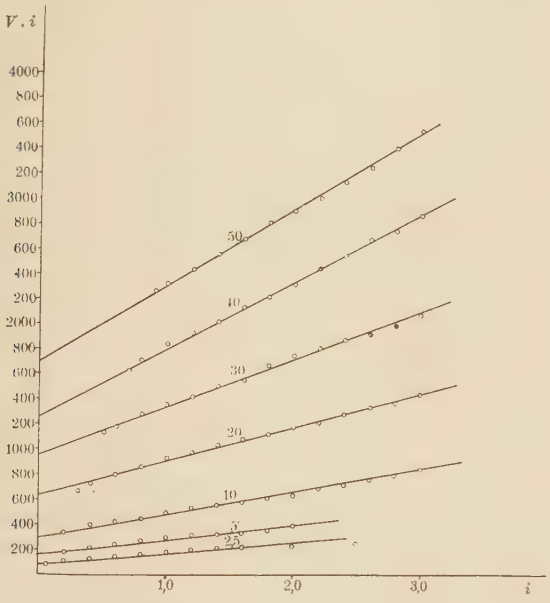


Fig. 7.
Luft, Eisenelektroden.

als Funktion von i in der Tat gerade Linien. Ein Beispiel hierfür gibt Fig. 7. Die hier eingezeichneten Punkte entsprechen nicht den direkten Messungen, sondern Punkten der durch die gemessenen Werte gezogenen Kurven. Abweichungen zeigen sich nur bei ganz kleinen Stromstärken. Das ist aber auch zu erwarten, da ja die Ayrtonsche Formel bei ganz kleinen Stromstärken nicht mehr gelten kann. Ferner ergibt sich, daß die Geraden für $a = \alpha + \beta l$ durch den Nullpunkt des Koordinatensystems gehen, d. h. es ist $\alpha = 0$ bei allen Elektrodenmaterialien.

Fig. 8 zeigt dies für Fe. Die Geraden $b = \gamma + \delta l$ gehen nicht durch den Nullpunkt (siehe Fig. 9). Um das γ noch genauer als durch den Schnittpunkt dieser einen Geraden mit der Ordinatenachse zu bestimmen, habe ich die Spannung am Lichtbogen bei konstanter Stromstärke und variabler Länge ge-

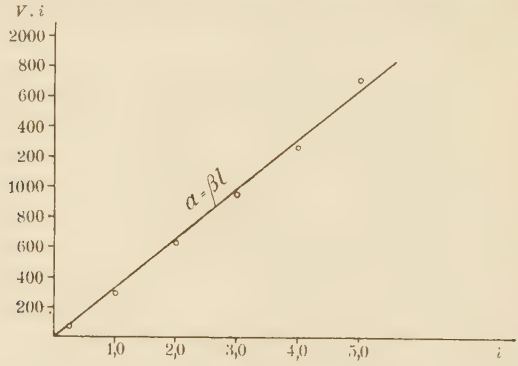


Fig. 8.

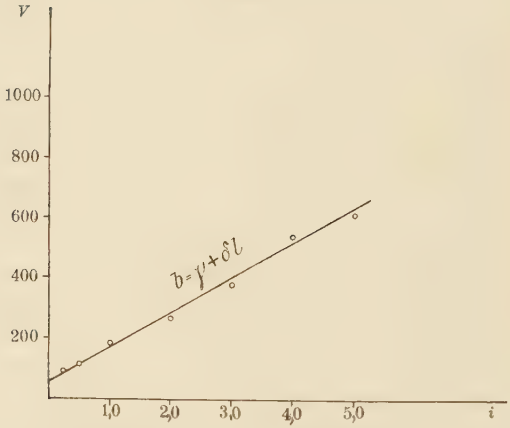


Fig. 9. Luft, Eisenelektroden.

messen. Die Länge wurde dabei in kleinen Intervallen von etwa 2 cm variiert, so daß man eine größere Anzahl von Punkten erhält, die wieder auf einer Geraden liegen müssen. Denn ist i_1 die konstante Stromstärke, so ist

$$V = \left(\frac{\beta}{i_1} + \delta\right) l + \gamma$$

Ich habe bei drei verschiedenen Stromstärken diese Geraden

aufgenommen und das γ bestimmt durch deren gemeinsamen Schnittpunkt mit der Ordinatenachse. Fig. 10 gibt ein Beispiel für Cu-Elektroden. Das Ergebnis der numerischen Durchrechnung war nun folgendes:

Eisen . . . . . $V \cdot i = 32{,}6\ l + 62\ i + 11{,}4\ l \cdot i$
Kupfer . . . . $V \cdot i = 35{,}5\ l + 60\ i + 12{,}8\ l \cdot i$
Homogen-Kohle. $V \cdot i = 33{,}3\ l + 80\ i + 12{,}0\ l \cdot i$
Kohle-Eisen . . $V \cdot i = 32{,}6\ l + 100\ i + 10{,}7\ l \cdot i$.

Was man aus den Kurven schon schließen konnte, bestätigt sich an diesen Zahlen noch auffälliger: Die Abweichungen der Charakteristiken voneinander sind so gering, daß man wohl sagen kann: Die Charakteristik dieser Lichtbögen ist nahezu unabhängig von dem verwendeten Elektrodenmaterial. Da, wie spätere Messungen beweisen, die kleinen Abweichungen lediglich auf Unterschiede im Kathoden- und Anodenfall zurückzuführen sind, so kommt man zu dem Schluß: Da für den Verlauf der Charakteristik das verwendete Elektrodenmaterial unwesentlich ist, so kann die Leitung nicht von Metallionen übernommen werden. Die Träger der Elektrizität müssen also entweder Gasionen oder Elektronen sein. Es steht dies Resultat in gewissem Gegensatz zu der bei kurzen Lichtbögen üblichen Auffassung, bei der man annimmt, daß der Metalldampf sich längs des ganzen Lichtbogens an der Leitung beteiligt. Das mag auch wohl bei kurzen Lichtbögen von großer Stromstärke der Fall sein, weil hier eine viel intensivere Verdampfung des Elek-

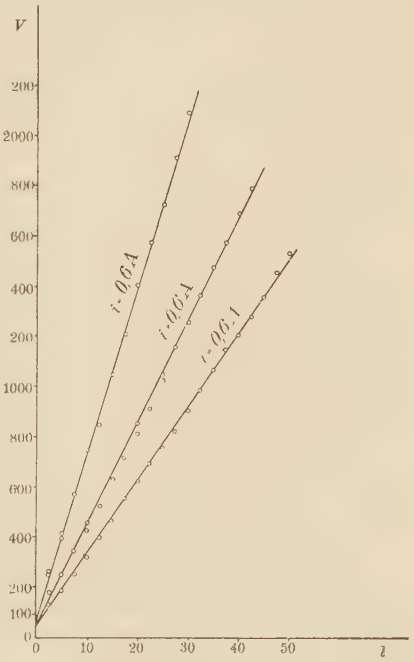


Fig. 10. Luft, Kupferelektroden. Spannung als Funktion der Länge bei konstanter Stromstärke.

trodenmaterials stattfindet als bei den hier vorliegenden langen Hochspannungsbögen.

Dies mag auch wohl die Ursache dafür sein, daß die numerische Übereinstimmung meiner Messungen mit denen früherer Autoren sehr schlecht ist. Es liegt eine Fülle von Beobachtungsmaterial vor; in den meisten Fällen wird die Brauchbarkeit der Ayrtonschen Formel nachgewiesen, vergleicht man aber die numerischen Werte der Konstanten, so wird man bei verschiedenen Beobachtern selten übereinstimmende Zahlen finden.[1]) Das liegt eben daran, daß nur geringe Modifikationen in der Versuchsanordnung schon starke Änderungen der Spannungsverhältnisse hervorrufen können. Bedenkt man nun, daß die meisten Messungen an Lichtbögen von wenigen Millimetern bei Stromstärken von 5—20 Amp. ausgeführt worden sind, so kann man kaum eine quantitative Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen erwarten.

Von verschiedenen Autoren ist behauptet und experimentell bestätigt worden, daß die Konstante $\alpha = 0$ sei. So finden z. B. C. E. Guye und L. Zebrikoff[2]) bei ihren Untersuchungen an Metallichtbögen für verschiedene Metalle den Wert Null, z. B. Platin, Palladium, Nickel, während sie für Kupfer und Eisen einen Wert von nahezu 10 Watt erhalten. Aus meinen Messungen läßt sich die Frage nicht entscheiden, ob α gleich Null ist oder nur sehr kleine Werte hat, da bei großen Längen α stets klein gegen βl ist und also numerisch nicht genau ermittelt werden kann.

Das Verschwinden der Konstante α ist der numerische Ausdruck für die aus den Kurven schon zu ersehende Tatsache, daß bei kleinen Stromstärken die Spannung außerordentlich schnell abfällt, z. B. bei 10 cm Länge von 0,1—0,3 Amp. um 1300 Volt.

Dasselbe Resultat haben übrigens auch Grau und Russ[3]) erhalten, die Meßergebnisse an Kupferlichtbögen in Luft von 1—5 cm Länge bei 4—10 Amp. Stromstärke mitteilen. Sie

1) Siehe z. B. die Angaben von Frau Ayrton über den Kohlelichtbogen, The electric are, p. 184, und von H. W. Malcolm, Phys. Ztschr. **8.** p. 474. 1907. Für 8 mm Länge: Frau Ayrton $e \cdot i = 95{,}7 + 55{,}6\,i$, Malcolm $e \cdot i = 49 + 60\,i$.

2) C. E. Guye u. L. Zebrikoff, Phys. Ztschr. p. 703. 1907.

3) A. Grau u. F. Russ, Phys. Ztschr. **9.** p. 107. 1908.

erhalten folgende Gleichung zur Darstellung ihrer Charakteristiken:

$$V \cdot i = 90\ l + 55\ i + 12{,}5\ l \cdot i \quad .$$

Hier ist also auch $\alpha = 0$. Außerdem ist die Übereinstimmung der Konstanten γ und δ mit meinen Messungen sehr erfreulich. Dagegen ist aber β nahezu dreimal so groß wie bei mir. Vielleicht liegt die Ursache dieser Diskrepanz daran, daß bei den Versuchen von Grau und Russ die Zufuhr frischer Luft nicht sehr intensiv war (der Bogen brannte in einem Rohr, aus dem die Luft langsam abgesaugt wurde), so daß es sich bei ihnen mehr um einen Einschlußbogen handelt, dessen Charakteristiken, wie z. B. die Versuche von Malcolm[1]) gezeigt haben, höher liegen.

Nach den Ergebnissen der eben mitgeteilten Messungen lag es nahe, die Charakteristiken des Lichtbogens für andere Gase als für Luft aufzunehmen. Das kann auf zwei Wegen geschehen. Erstens dadurch, daß man den Elektroden Beimengungen von Stoffen gibt, die so leicht verdampfen, daß sie sicher auch in den Lichtbogen mitgerissen werden und dort den Elektrizitätstransport übernehmen. Ich habe deshalb Versuche mit Dochtkohlen und Effektkohlen gemacht. Nimmt man gewöhnliche Dochtkohlen (Füllung: Graphit mit Natriumsilikat) von Gebr. Siemens, so leuchtet der Lichtbogen in seiner ganzen Länge in der Farbe der gelben Natriumlinien; das vorher beschriebene weiße Band in der Mitte des Bogens ist nicht zu bemerken, die Temperatur des Bogens muß verhältnismäßig niedrig sein, weil eine eingeführte Eisensonde nicht schmilzt. Versucht man Strom und Spannung zu messen, so findet man derart starke Schwankungen, daß es nicht möglich ist, brauchbare Messungen zu erhalten. Soviel läßt sich aber erkennen, daß in solchen Augenblicken, wo sicher der Natriumdampf die Leitung im Bogen übernimmt, die Spannung sehr niedrig, etwa halb so groß wie der entsprechende Wert in Luft ist. Der Verlauf der Charakteristik ließ sich nicht festlegen, weil die Spannung sofort steigt, sobald nicht mehr genügend Natriumdampf in den Bogen geliefert wird. Ähnliches zeigt sich, wenn man statt der Dochtkohlen Effektkohlen nimmt, die Zusätze von Kalium-, Silicium-, Magnesium- oder

1) H. W. Malcolm, l. c.

Fluorsalzen enthalten. Der Lichtbogen leuchtet dann sehr hell, aber die Farbe wechselt häufig, je nachdem, welcher Stoff gerade verdampft. Die spektroskopische Beobachtung zeigt die charakteristischen Linienspektren. Auch hier sind die Schwankungen ziemlich stark, doch treten mitunter ruhige Perioden ein. Es ist mir gelungen bei 10, 20 und 30 cm die Charakteristiken aufzunehmen. Die Kurve für 10 cm unterscheidet sich nun aber fast gar nicht von der für Homogenkohle, so daß anzunehmen ist, daß hier doch die umgebende Luft für den Verlauf maßgebend war. Die Kurven für 20 und 30 liegen höher als die entsprechenden für reine Kohle und steigen steiler an. Es läßt sich hier aber nicht sagen, welche Dämpfe diese Änderungen bewirkt haben.

Um reine Verhältnisse zu bekommen, muß man versuchen die Luft überhaupt durch ein anderes Gas zu ersetzen. Ich habe daher einfach, statt den Ventilator zu benutzen, aus einer mit dem betreffenden Gas gefüllten Bombe einen Gasstrom in das Rohr eintreten lassen. Die Zuleitungen habe ich dabei so gut wie möglich abgedichtet, aber kleine Verunreinigungen sind dabei wohl kaum zu vermeiden gewesen.

Stickstoff.

Um feststellen zu können, in welcher Weise die Elektrizitätsleitung in der Luft sich auf Sauerstoff und Stickstoff verteilt, wurden Versuche in reinem Stickstoff und reinem O vorgenommen. Zunächst sei das Resultat bei N mitgeteilt.

Dieser wurde direkt aus einer Bombe entnommen. Bei den ersten Versuchen, bei denen die Abdichtung nicht vollkommen war, erhielt ich einen Bogen, der in seinem Aussehen sehr an den Luftbogen erinnerte. Man beobachtet in der Mitte ein bläulich-weißes Band, das mit wachsender Stromstärke an Breite zunimmt. Die Aureole zeigt fast dieselben Farben wie der Luftbogen, nur sind sie leuchtender, von blau nach außen hin übergehend in gelb bis rotbraun.

Der Bogen brennt sehr ruhig, so daß die Messung der Spannung mit dem Braunschen Voltmeter möglich ist.

Die Aufnahme der Charakteristik ergibt das in Fig. 11 dargestellte Resultat, daß die Kurven mit großer Genauigkeit zusammenfallen mit denen für Luft. Ich habe die Charakteristiken bei 10, 20 und 30 cm Länge aufgenommen, sie decken

sich innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler vollständig mit denen in Luft. Es ist zu vermuten, daß dies dem Luftbogen ähnliche Aussehen auf vorhandene Beimengungen von Sauerstoff aus der umgebenden Luft zurückzuführen ist. Da aber sicher der Prozentsatz des in diesem Gemisch vorhandenen Sauerstoffs ein sehr viel geringerer ist als in Luft, so beweist

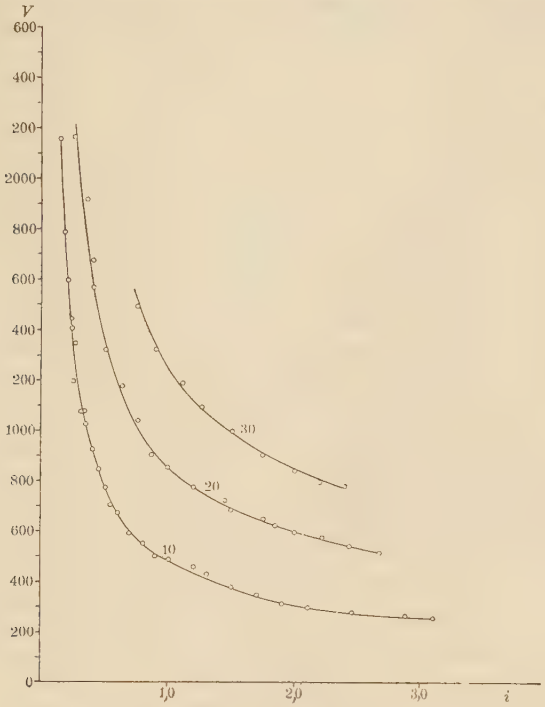


Fig. 11. Stickstoff I, Eisenelektroden.

dies, daß die Leitfähigkeit nahezu unabhängig von der vorhandenen Sauerstoffmenge ist, so lange diese nicht gewisse Grenzen überschreitet.

Bei sorgfältiger Abdichtung tritt eine Form auf, die man dem reinen Stickstoff zuschreiben muß. Sie erinnert in ihrem Aussehen in keiner Weise mehr an den Luftbogen und besteht wesentlich aus einem sehr intensiv rötlich violett leuchtenden Bande, dessen Breite mit zunehmender Stromstärke wächst. Bei kräftiger Gaszufuhr ist von einer Aureole nichts zu bemerken, bei schwachem Gasstrom bemerkt man eine grünlich

leuchtende Hülle. An den Elektroden, für die Cu benutzt wurde, konnten verschiedene Zustände beobachtet werden, ähnlich denen, die Hagenbach und Veillon im partiellen Vakuum gefunden haben (vgl. auch E. Benderet, Baseler Diss.). Der normale Zustand war die von Hagenbach und Veillon mit 3 bezeichnete Form, bei der an Anode und Kathode das Elektrodenlicht auftritt, das aber hier nur ein kurzes Stück

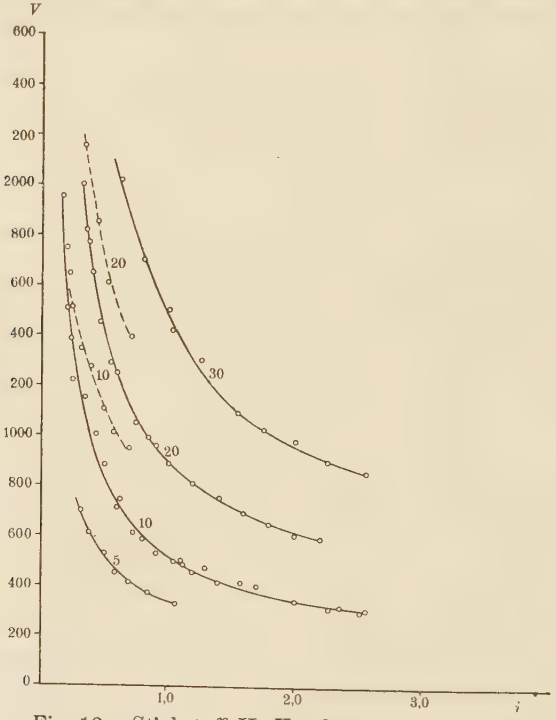


Fig. 12. Stickstoff II, Kupferelektroden.

in den Bogen hineinreicht. Außerdem habe ich besonders bei kleinen Stromstärken Form 2 beobachten können, bei der an der Anode kein Metallicht, sondern Stickstofflicht auftritt, während die Kathode unverändert bleibt. Die Charakteristiken dieser beiden Formen sind praktisch dieselben, da, wie Benderet[1]) gezeigt hat, lediglich eine Änderung des Anodenfalles um einige Volt auftritt. Ich habe die Charakteristiken aufgenommen für 10, 20 und 31 cm (der Abstand der Elektroden

1) E. Benderet, l. c., p. 28.

war nur 30 cm, doch bog der Lichtbogen an der oberen Elektrode zur Seite, so daß er praktisch ca. 1 cm länger war als der Elektrodenabstand). Die Kurven fallen innerhalb der Meßfehler wieder zusammen mit den Kurven des Cu-Bogens in Luft, so daß man also zu dem Schlusse gedrängt wird, daß trotz des vollkommen verschiedenen Aussehens der Bögen in Luft und Stickstoff mit O Verunreinigungen lediglich der Stickstoff die Leitung übernimmt, da es doch zu unwahrscheinlich ist anzunehmen, daß das Gemisch aus O und N dieselbe Leitfähigkeit hat wie reines N, wenn beide sich an der Leitung beteiligen.

In den Kurven Fig. 12 sind bei 10 und 20 cm bei kleinen Stromstärken noch zwei Charakteristiken eingezeichnet, die ca. 200—250 Volt höher liegen als die normalen. Diese entsprechen einer Form mit anderem Kathodenfall. Es verschwindet hier die metallisch leuchtende spitze Ansatzstelle, und an ihre Stelle tritt ein breiter bläulich leuchtender Fleck, dessen Spektrum die negativen Stickstoffbanden aufweist. Man hat es also hier mit dem vom Glimmstrom in Vakuumröhren bekannten Übergang von der Kathode in das Gas zu tun und würde auch wohl, wenn sich der Vorgang nicht auf eine ganz kurze Strecke an der Kathode zusammenschöbe, die einzelnen Teile, vor allem die Dunkelräume unterscheiden können. Die Verschiebung der Charakteristik um ca. 250 Volt entspricht durchaus der Größenänderung des bei Glimmentladung beobachteten Kathodenfalles.

Sauerstoff.

Experimentelles.

In derselben Weise wie bei N wurden auch in O Lichtbögen hergestellt, nur waren wegen der enorm hohen Temperaturen, die vor allem an den Elektroden auftreten, einige Vorsichtsmaßregeln erforderlich. Zur Erzeugung des Gaswirbels wurde das aus Messing hergestellte Rohrsystem benutzt, das völlige Abdichtung gegen die äußere Luft gewährleistete. Als untere Elektrode wurde eine kleine Platinkugel auf einer Eisenelektrode liegend verwendet, weil sich herausstellte, daß die Verbrennung das Fe an der unteren Elektrode leicht Verunreinigungen in den Bogen brachte. Die obere Elektrode war ein dicker Eisenbolzen von ca. 3 cm Durchmesser, dessen große

Wärmekapazität ein sofortiges Schmelzen der Elektrode verhinderte. Das äußere Rohr war aus mehreren Lampenzylindern zusammengesetzt. Trotzdem war ein Dauerbetrieb bei Stromstärken über 2 Amp. nicht möglich, da nach einigen Minuten das Glas weich wurde und schmolz. Es mußte deshalb in diesem Bereich die Charakteristik so aufgenommen werden, daß für jede Messung der Bogen gezündet und gleich wieder gelöscht wurde.

Aussehen.

Der Lichtbogen in O hat eine rein blaue Farbe. Dem Aussehen nach unterscheidet er sich vor allem dadurch von den Lichtbögen in Luft, Stickstoff und CO_2, daß bei Stromstärken $< 1{,}5$—2 Amp. in der Mitte kein heller leuchtendes Band auftritt, sondern das blaue Licht gleichmäßig, an Intensität nach außen hin abnehmend, in einem Querschnitt auftritt, der der Breite der Aureole in Luft und CO_2 entsprechen würde. Ein solches Band erscheint erst bei Stromstärken $> 1{,}5$ Amp. und zwar nicht plötzlich, wie z. B. bei Wasserdampf (vgl. p. 35), sondern es kommt allmählich heraus. Gleichzeitig mit dem Erscheinen des Bandes biegt die Charakteristik von ihrem bisherigen Verlauf nach unten ab, und die spektrale Untersuchung (Auftreten des O-Linienspektrums) macht es wahrscheinlich, daß in diesem Augenblick das O-Molekül in das O-Atom zerfällt.

Messungen.

Ich habe die Charakteristiken aufgenommen bei 2,5, 5, 7,5 und 10 cm. Das Resultat zeigt Fig. 13. Der Verlauf ist wieder hyperbelartig, die Kurven für gleiche Länge liegen aber erheblich höher als in Luft und N. Versucht man sie durch die Ayrtonsche Gleichung darzustellen, so ergibt sich, daß die Leistung nicht linear mit der Stromstärke zunimmt, sondern Kurven liefert wie Fig. 14. Es ist ausgeschlossen, dies Resultat auf Meßfehler zurückzuführen. Vor allem habe ich die Charakteristik bei 5 cm Länge wiederholt aufgenommen und stets Übereinstimmung gefunden.

Der Verlauf ist also der, daß bei wachsender Stromstärke die Leistung zunächst zunimmt und dann nahezu konstant wird, und zwar bei um so größeren Stromstärken, je länger der Bogen ist.

In Fig. 13 verzweigen sich die Kurven für 10, 7,5 und 5 cm bei 1,2—1,5 Amp. Der obere Zweig entspricht stets der beschrie-

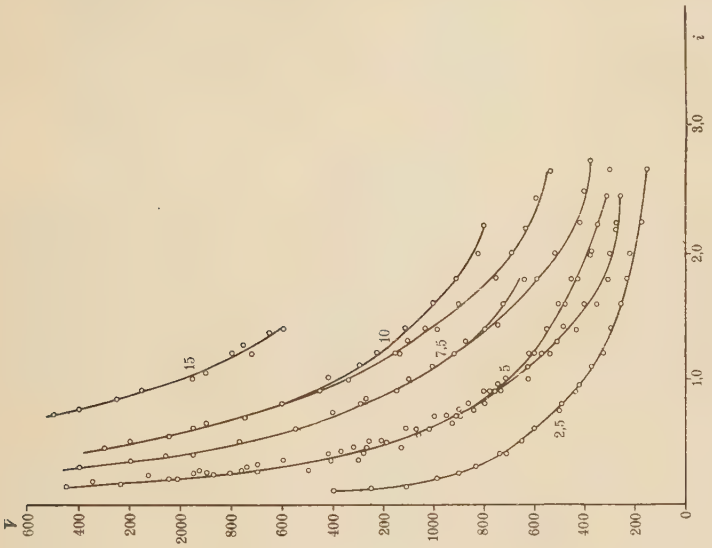


Fig. 13. Sauerstoff.

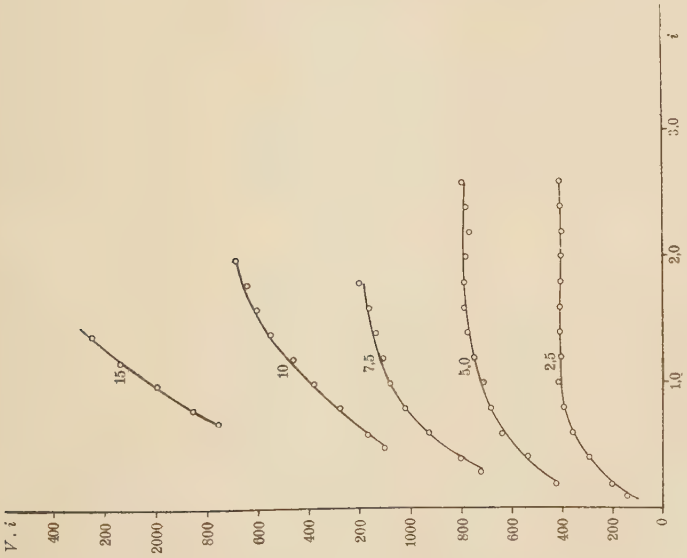


Fig. 14. Sauerstoff.

benen Form ohne scharf begrenztes Band. Diese Form bleibt mitunter auch bei größeren Stromstärken bestehen, während

gewöhnlich das Band auftritt und damit die Charakteristik in den unteren Zweig übergeht. Bei 2,5 cm habe ich keine Ausbiegung der Charakteristik bemerken können. Für diesen unteren Zweig die Leistungskurven zu zeichnen erwies sich als zwecklos, da anscheinend infolge der Ungenauigkeit der Messung sich kein stetiger Verlauf ergab.

Kohlensäure.

Aussehen.

Der Lichtbogen brennt in Kohlensäure ruhig und in blendender Schönheit. In der Mitte sieht man wieder ein weißes Band, dessen Breite mit der Stromstärke wächst. Das Band leuchtet viel intensiver und ist noch schärfer abgegrenzt als beim Bogen in Luft. Die den Bogen umgebende Aureole leuchtet blau. Das Aussehen der Elektroden ist nicht viel anders als beim Bogen in Luft.

Messungen.

Die Charakteristiken ließen sich bequem aufnehmen. Das Resultat für Eisenelektroden ist aus der Fig. 15 zu ersehen. Es ergibt sich wieder eine Schar von Hyperbeln, die Kurven liegen erheblich höher als die entsprechenden in Luft. Ich habe nicht bis zu 50 cm Länge messen können, sondern nur bis zu 30 cm, bin aber in Schritten von 5 cm vorgegangen, so daß ich aus 6 Hyperbeln die Ayrtonschen Konstanten berechnet habe. Die Leistungslinien sind, wie Fig. 16 zeigt, mit guter Annäherung Gerade. Den besten Anschluß an die Versuche gibt die Gleichung

$$V \cdot i = -90 + 73\ l + 80\ i + 11{,}7\ l \cdot i\ .$$

Zunächst überrascht es, daß die Konstante α nicht $= o$, sondern sogar negativ wird. Es wäre unberechtigt, wenn man ihr etwa die physikalische Bedeutung unterschieben wolle, daß bei sehr kleinem Strom und der Länge Null an den Elektroden eine Leistung von 90 Watt abgegeben würde, denn es ist durchaus falsch, aus den bei großen Längen gewonnenen Resultaten auf die Länge 0 zu schließen. — Die Konstanten γ und δ stimmen nahezu überein mit den beim Bogen in Luft gefundenen Werten. Andererseits sind aber die Konstanten β sehr verschieden, und zwar bei CO_2 ist β mehr als doppelt so groß wie in Luft, und das ist eben die Aussage dafür, daß die Charakteristiken in

CO_2 erheblich höher liegen als in Luft, so daß die Charakteristik für 10 cm in Luft fast zusammenfällt mit der für 5 cm in CO_2.

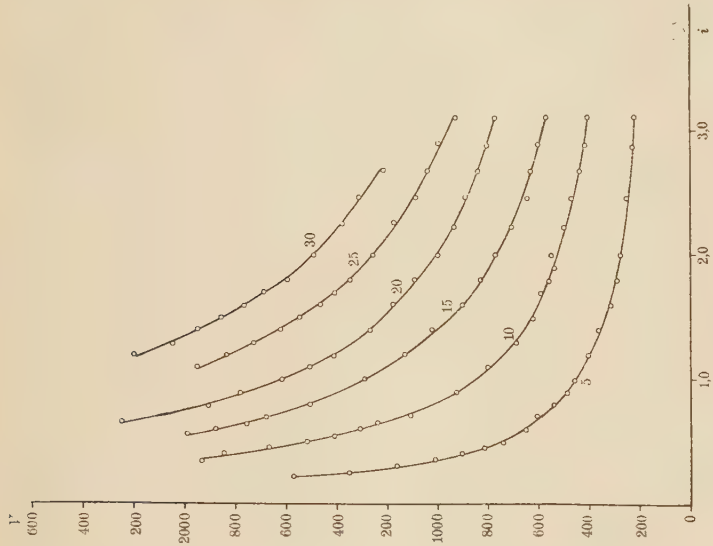


Fig. 15. Kohlensäure, Eisenelektroden.

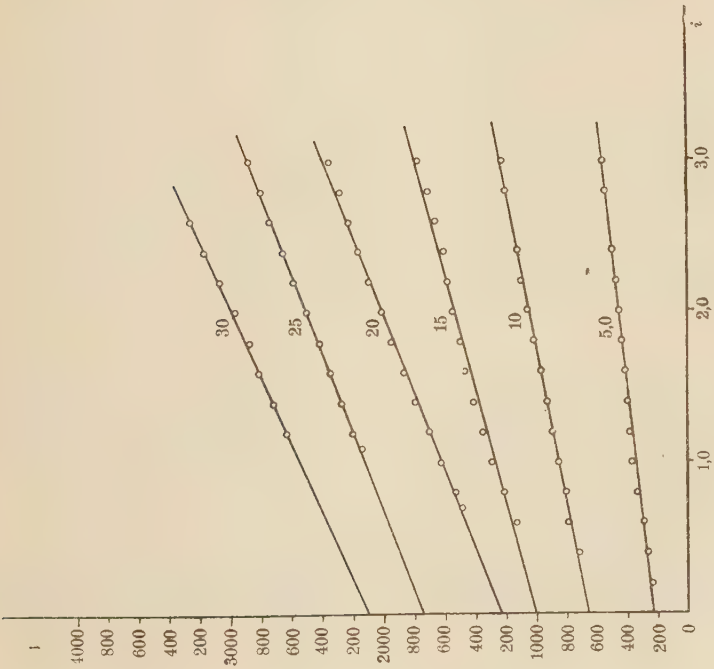


Fig. 16. Kohlensäure.

Wasserstoff.

Experimentelles.

Zur Herstellung des Wasserstofflichtbogens mußte die Apparatur selbstverständlich einige Umänderungen erfahren, weil wegen der Explosionsgefahr die vom Lichtbogen kommenden Gase weit genug weggeleitet werden mußten. Es wurden mehrere Lampenzylinder zu einem längeren Rohr zusammengeschmolzen, das in etwa 1 m Entfernung vom unteren Ende umbog und in einen direkt nach außen führenden Abzug mündete. An der Umbiegestelle hatte es ein kleines Loch, durch das der Zuleitungsdraht zur oberen Elektrode eingeführt wurde. Unten war das Glasrohr mit weißem Siegellack an die Gebläsebüchse angekittet. Die Kittstelle wurde durch Wasser gekühlt. Sämtliche Zuleitungen waren luftdicht verlötet oder verkittet. Der Wasserstoff strömte direkt aus einer Bombe aus und erzeugte in dem Rohre den Gaswirbel. Gleich bei den ersten Versuchen zeigte sich, daß die an den Elektroden und im Lichtbogen selbst auftretenden Temperaturen außerordentlich hohe waren. Infolgedessen habe ich sehr dicke Elektroden verwendet; die untere Elektrode hatte 1,5 cm Durchmesser, die obere war wie bei O ein Eisenbolzen von 3 cm Durchmesser. Die im Lichtbogen selbst auftretenden Temperaturen waren so hoch, daß selbst in dem außerordentlich widerstandsfähigen Rohr aus Jenenser Glas ein Dauerbetrieb nicht möglich war. Deshalb wurde das untere Stück des Glasrohres in einer Länge von 20 cm durch ein Eisenrohr ersetzt. Das hat den Nachteil, daß man den Lichtbogen nur durch ein kleines Fenster beobachten kann. Zur Verkittung des Glasrohres mit dem Eisen wurde ein Porzellankitt verwendet, der außerordentlich hohen Temperaturen gegenüber widerstandsfähig blieb.

Aussehen.

Man beobachtet in der Mitte ein rötlich-weiß gefärbtes Band, das an Breite mit zunehmender Stromstärke wächst und nicht viel heller leuchtet als die gleichgefärbte Aureole. Im Spektroskop sieht man das Linienspektrum des Wasserstoffs.

Messungen.

Der Lichtbogen brennt unter günstigen Verhältnissen ruhig, doch treten Schwankungen viel häufiger und intensiver auf als bei anderen Gasen. Es war daher nicht möglich, mit dem

Braunschen Elektrometer die Charakteristik aufzunehmen. Deshalb habe ich das Wulfsche Elektrometer nach den Angaben von Wulf[1]) zur Messung von hohen Spannungen hergestellt. Das Instrument hat die für diesen Zweck erforderliche Eigenschaft der momentanen aperiodischen Einstellung. Trotzdem war die Aufnahme der Charakteristiken noch schwierig, vor allem weil ein längerer Betrieb wegen der starken Wärmeentwicklung nicht möglich war. Es mußte häufig unterbrochen und wieder gezündet werden, wodurch natürlich leichter Unregelmäßigkeiten auftraten, die ich durch Wiederholung der Messung zu vermeiden suchte. Die Messungen ergaben nun das nach früheren Beobachtungen zu erwartende Resultat, daß, wie Fig. 17 zeigt, die Charakteristik außerordentlich hoch liegt. Es war deshalb nicht möglich, größere Längen als 5 cm quantitativ zu untersuchen. Ich habe die Charakteristiken bei 2,5, 3,5 und 5 cm aufgenommen; der Verlauf ist wieder hyperbelartig. Trägt man die Leistung als Funktion der Stromstärke auf, so erhält man, wie Fig. 18 zeigt, Kurven, die bei größeren Stromstärken geradlinig verlaufen, aber bei kleinen Stromstärken nach dem Nullpunkt zu abbiegen. Stellt man den geradlinigen Bereich durch die Ayrtonsche Gleichung dar, so erhält man

$$V \cdot i = 180 + 222\ l + 290\ l \cdot i \quad .$$

Hieraus erkennt man, welche außerordentlich hohe Leistung hier in Wärme umgesetzt wird. Ein H-Lichtbogen von 2,5 cm Länge bei 1,5 Amp. verbraucht ebenso viel Watt wie ein Lichtbogen in Luft von 30 cm Länge bei derselben Stromstärke. Auch bei Wasserstoff konnte eine von der eben beschriebenen etwas abweichende Form beobachtet werden. Der Unterschied der beiden Formen lag wieder lediglich in der Art des Kathodenansatzes. Bei der normalen Form bildet die Kathode einen helleuchtenden, bis zur Weißglut erhitzten Punkt an der Elektrode, in den das Band der positiven Säule direkt einmündet. Bei der anderen Form hört das rötliche Band ca. 2 mm vor der Kathode auf, und vor der Kathode liegt ein relativ dunkler Raum. Die Kathode bildet einen breiten, bläulichviolett leuchtenden Fleck. Sobald die Kathode sich stark erhitzt hatte, ging diese Form in die Lichtbogenform über. Es

[1]) Th. Wulf, Phys. Zeitschr. 11. p. 1090. 1910.

gelang einige Punkte der Charakteristik der 2. Form aufzunehmen. Es ergab sich, daß die Charakteristik um ca. 200 Volt

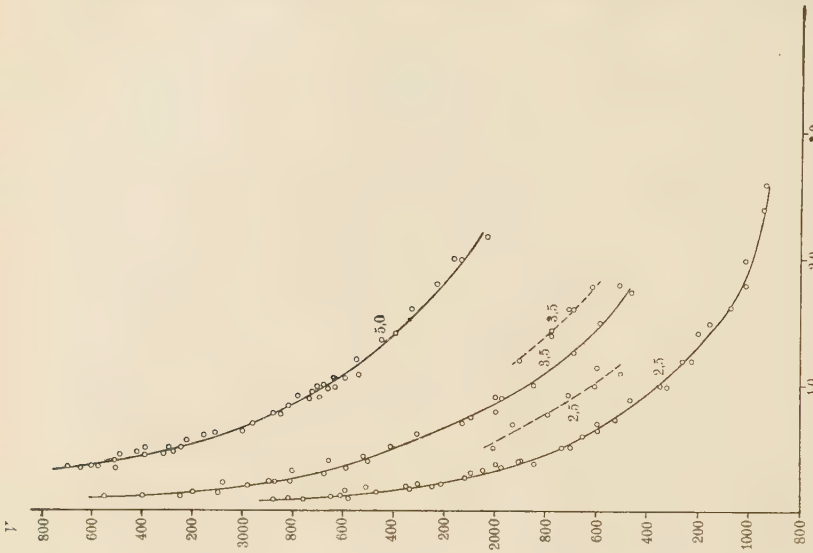


Fig. 17. Wasserstoff, Eisenelektroden.

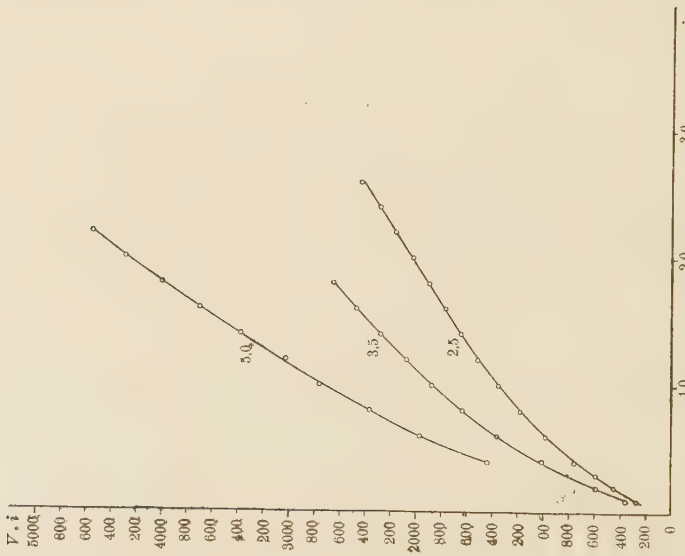


Fig. 18. Wasserstoff.

höher lag, als die ursprüngliche, ein Unterschied, der wieder der Größe des Kathodenfalles im Glimmlichtbogen entspricht.

Wasserdampf.

Experimentelles.

Zur Untersuchung der Lichtbögen in Wasserdampf waren wieder einige experimentelle Umänderungen erforderlich. Der Wasserdampf wurde erzeugt in einem Kupferkessel (16 cm Durchmesser, 18 cm hoch) mit intensiver Heizung durch Gas. Die Austrittsöffnung hatte nur 5 mm Durchmesser, so daß der Dampf in einem kräftigen Strahl in das zur Erzeugung des Wirbels dienende Rohrsystem eintrat. Dieses war ganz aus Messing hergestellt mit Abflußvorrichtung für das Wasser.

Aussehen des Lichtbogens.

Der Wasserdampfbogen zeigt insofern ein von anderen Bögen vollkommen abweichendes Verhalten, als hier drei schon durch ihr Aussehen scharf unterschiedene Formen auftreten. Bei größerer Stromstärke zwischen 1 und 3 Amp. ist in der Mitte ein scharf begrenztes helleuchtendes Band zu sehen, dessen Breite aber wesentlich geringer ist als z. B. bei CO_2 für die gleiche Stromstärke. In diesem Bande ist der H_2O-Dampf sicherlich dissoziiert, denn in ihm, und nur in ihm, treten die Serienlinien des H und O auf. Das Band ist umgeben von einer bläulich leuchtenden Aureole (Form I); verringert man die Stromstärke allmählich, so kommt man an einen Punkt, wo das helle Band in der Mitte plötzlich verschwindet, die blaue Aureole erfüllt jetzt den ganzen Querschnitt (Form II). Bei noch weiter abnehmender Stromstärke kommt man schließlich an einen Punkt, wo die Lichtintensität der blau leuchtenden positiven Säule plötzlich ganz schwach wird, so daß sie kaum noch zu sehen ist. Gleichzeitig wird der Bogen sehr unruhig und zischt. An der Kathode ist noch ein helleuchtender Punkt zu sehen, an der Anode nur eine Stelle mit schwacher Rotglut (Form III). Die 3 Formen sind ganz scharf voneinander unterscheidbar und treten bei allen Längen auf.

Messungen.

Die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften gab ein dementsprechendes Resultat. Zunächst zeigte sich, daß die Charakteristik außerordentlich hoch lag. Störend für die Messungen war die Eigenschaft des Bogens, ohne ersichtlichen Grund mit einem Knall plötzlich zu erlöschen. Da außerdem

Schwankungen der Spannung häufig auftraten, war an die Benutzung des Braunschen Elektrometers nicht zu denken. Ich habe, wie bei H, das Wulfsche Elektrometer verwendet. Die quantitative Untersuchung ergab das Resultat, daß jeder der 3 Formen eine besondere Charakteristik zukommt, wie Fig. 19 zeigt. Bei Form I steigt mit abnehmender Stromstärke die Spannung ähnlich wie in anderen Gasen, dann kommt der

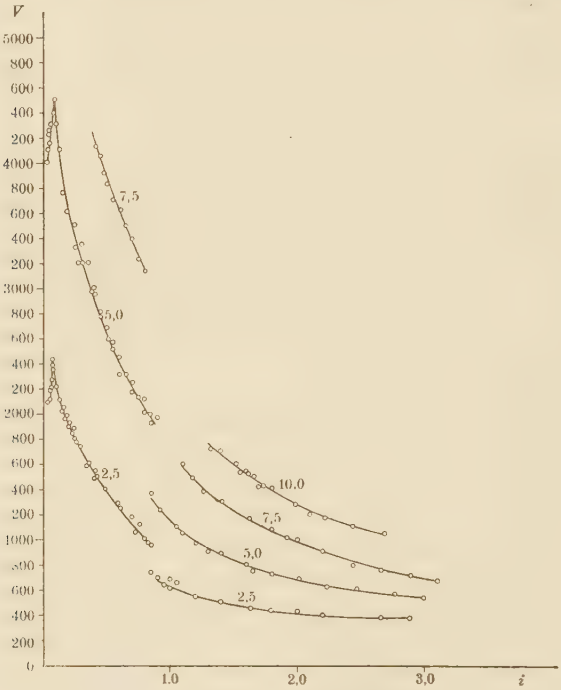


Fig. 19. Wasserdampf, Eisenelektroden.

Punkt, wo Form II auftritt. In dem Augenblick, wo das helle Band verschwindet, springt die Spannung auf einen hohen Wert und die Stromstärke sinkt erheblich. Diese Form II hat nun eine Charakteristik, die viel höher liegt und steiler mit zunehmender Stromstärke abnimmt. An der Übergangsstelle zwischen I und II beobachtet man häufig ein dauerndes Hin- und Herpendeln zwischen den beiden Formen, die Stromstärke bei der dies eintritt, hängt natürlich noch ab von der Maschinenspannung, weil bei steilerem Verlauf der Widerstandslinie noch

für Punkte mit größeren Stromstärken ein dem stabilen Zustande entsprechender Schnitt mit der höher liegenden Charakteristik möglich ist. Es sei übrigens erwähnt, daß die Maschinenspannung für diese Versuche durch Erhöhung der Tourenzahl auf 6200 Volt gebracht wurde.

Beim Übergang von Form II in III zeigt sich nun folgende merkwürdige Erscheinung. Die Spannung erreicht hier einen höchsten Wert, und sobald Form III eingesetzt hat, sinkt bei weiterer Schwächung der Stromstärke nun auch die Spannung. Obwohl die Schwankungen der Spannung ziemlich

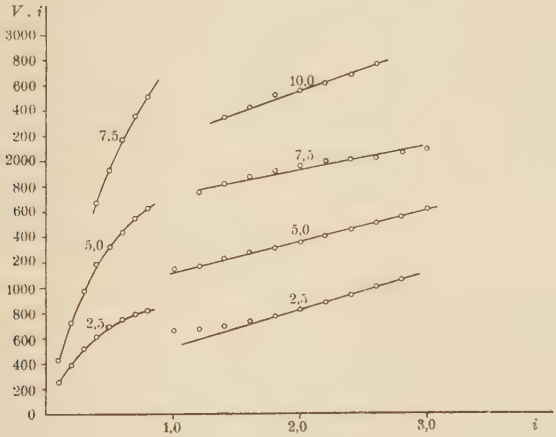


Fig. 20. Wasserdampf.

stark sind, war es doch möglich, einige Punkte dieses abfallenden Zweiges der Charakteristik aufzunehmen. Man befindet sich hier also wohl im Zündungsgebiet des Lichtbogens. Vor allem scheint in diesem Stadium die Temperatur des eigentlichen Bogens nicht mehr sehr hoch zu sein, was schon äußerlich an dem ganz schwachen Leuchten erkennbar ist. Gemessen habe ich bei Form I die Charakteristiken bei 2,5 5, 7,5 und 10 cm Länge. Ihr Verlauf läßt sich auch einigermaßen durch die Ayrtonsche Gleichung darstellen. Den besten Anschluß an die Beobachtungen geben folgende Zahlenwerte:

$$V \cdot i = 185\, l + 200\, i + 10\, li \ .$$

Man sieht hieraus, daß die Charakteristik relativ hoch liegt, bei 10 cm und 3 Amp. werden fast 3 Kilowatt im Lichtbogen verbraucht.

Form II läßt sich nicht durch die Ayrtonsche Formel darstellen. Hier steigt, ähnlich wie bei Sauerstoff, die Leistung mit wachsender Stromstärke erst stark, dann schwächer an, doch liegen die Kurven viel höher als in reinem O, so daß dieser sicher nicht allein die Leitung übernimmt.

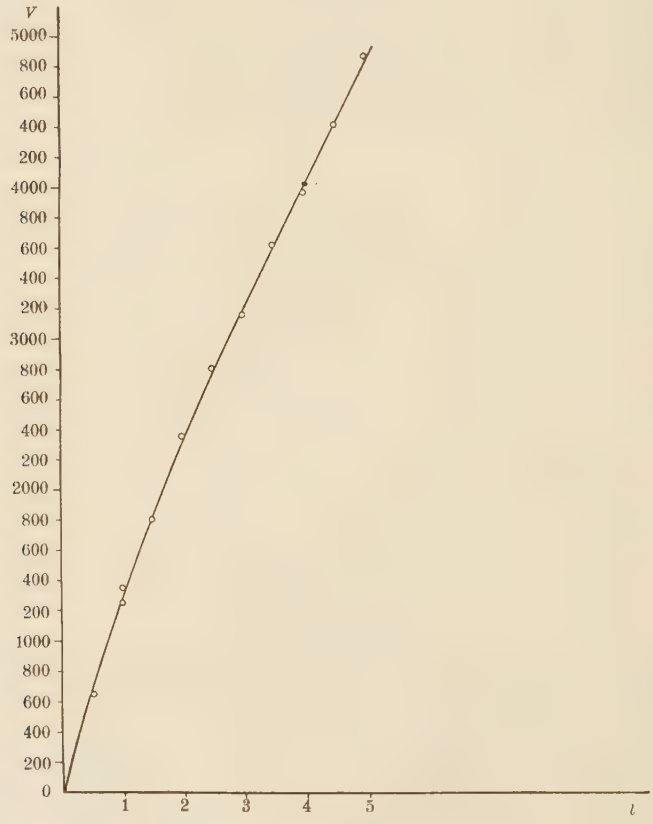


Fig. 21. Wasserdampf, Kohleelektroden, Umkehrpunkt der Charakteristik als Funktion der Bogenlänge.

Schließlich habe ich die Spannung des Umkehrpunktes der Charakteristik als Funktion der Länge gemessen, und zwar bei Kohlenelektroden, die ein relativ ruhiges Brennen bewirkten. Das Resultat (Fig. 21) ist ein nahezu proportionaler Anstieg der „Zündspannung" mit der Länge. Es kommen hier annähernd 1000 Volt auf 1 cm.

Allgemein ist zu den Messungen der Charakteristik in verschiedenen Gasen folgendes zu sagen:

Es hat sich die Erwartung vollkommen bestätigt, daß das Gas ausschlaggebend ist für den Verlauf der Charakteristik der langen Lichtbögen.

Es ergibt sich nach steigender Höhenlage der Charakteristik für die untersuchten Gase folgende aufsteigende Reihenfolge: Luft-Stickstoff, CO_2, O, H_2O, H. Durch welche physikalischen Eigenschaften diese Reihenfolge bestimmt ist, soll später erörtert werden.

Die Ayrtonsche Formel gibt in manchen Fällen den Verlauf der Charakteristik überraschend gut wieder, und zwar immer dann, wenn in der Mitte des Lichtbogens ein scharf begrenztes, helleuchtendes Band zu bemerken ist. Man könnte vermuten, daß in diesen Fällen sich atomistisch ein Zustand des Gases eingestellt hat, bei dem die Bedeutung der Ayrtonschen Gleichung über die einer empirisch gefundenen Interpolationsformel hinausgeht.

Sondenmessungen in Luft.

Nachdem durch die Aufnahme der Charakteristiken einmal festgestellt war, daß sich an diesen langen Lichtbögen verhältnismäßig genaue Messungen vornehmen lassen, erschien es nicht aussichtslos, die einzelnen Teile des Lichtbogens einer genaueren Untersuchung zu unterziehen, wie das beim kurzen Lichtbogen in ausgedehntem Maße geschehen ist. Auch in dieser Beziehung bieten die langen Lichtbögen große Vorteile, weil die einzelnen Teile des Lichtbogens räumlich voneinander getrennt sind. Kathode und Anode sind soweit voneinander entfernt, daß sie sich gegenseitig sicher nicht beeinflussen, und außerdem kann man leicht an Teile des Lichtbogens kommen, die weit genug von Kathode und Anode entfernt sind, um nicht mehr von den dort auftretenden Zuständen beeinflußt zu werden.

Als nächstliegende Aufgabe ergab sich da die Ermittlung der Spannungsverteilung längs des Lichtbogens. Von kurzen Lichtbögen her ist bekannt, daß an den Elektroden Spannungssprünge (Anoden- und Kathodenfall) auftreten, deren Größe vom Material der Elektroden, dem umgebenden Gas, Stromstärke, Länge des Bogens usw. abhängt. Andererseits ist festgestellt, daß im eigentlichen Lichtbogen das Spannungsgefälle,

d. h. die elektrische Feldstärke, konstant ist. Es handelte sich nun darum, zu untersuchen, ob diese Erscheinungen auch bei den langen Bögen auftreten.

Von den experimentellen Methoden, die angewandt werden können, um die Potentialverteilung im Lichtbogen zu ermitteln, ist die Sondenmessung die allgemein übliche. Das Verfahren ist einfach folgendes. Man führt eine dünne Hilfselektrode, die aus Metall oder Kohle besteht, in den Lichtbogen ein und mißt meist die Potentialdifferenz zwischen einer Elektrode und der Sonde. Bewegt man die Sonde längs des ganzen Lichtbogens, so erhält man dadurch die Potentialverteilung. Diese Methode hat einige Fehlerquellen, die bei ungeeigneter Anordnung sehr störend sein können. Dadurch, daß man die Hilfselektrode in den Lichtbogen einführt, wird selbstverständlich an der betreffenden Stelle die Entladung gestört und eventuell die Potentialverteilung geändert. Die Sonde wird im Lichtbogen sehr stark erhitzt, Metallsonden, selbst Pt lassen sich deshalb schlecht verwenden, während Kohlesonden stark verdampfen und dadurch Substanzen in den Lichtbogen bringen, die nicht erwünscht sind. Eine Fehlerquelle, auf die vor allem Child hingewiesen und die er systematisch untersucht hat, beruht auf der Erscheinung, daß stark erhitzte Körper Ionen aussenden, in Rotglut gewöhnlich positive Ionen, in heller Weißglut Elektronen. Dadurch tritt an der Sonde ein Potentialsprung auf, der mitgemessen wird. Verwendet man zur Spannungsmessung gar ein stromverbrauchendes Voltmeter, so tritt an der Übergangsstelle des Stromes von der Sonde zum Lichtbogen ein Spannungssprung auf ganz analog dem Anoden- oder Kathodenfall im richtigen Lichtbogen. Wählt man nicht ein Voltmeter mit sehr hohem Widerstand (Frau Ayrton hatte ein Instrument von 1500000 Ω), so können dadurch, wie ich selbst an einem Instrument von 18000 Ω festgestellt habe, ganz erhebliche Fehler eintreten. Es empfiehlt sich also, wenn irgend möglich, Elektrometer zu verwenden. Dies Prinzip habe ich bei meinen Messungen streng durchgeführt. Bei den Messungen hoher Teilspannungen benutzte ich die schon erwähnten Braunschen Elektrometer, vor allem das bis 1500 Volt, für kleine Teilspannungen von 100 bis 300 Volt ein Kelvinsches Multicellularinstrument, das aperiodisch gedämpft und sehr träge in der Einstellung war. Für noch kleinere Span-

nungen benutzte ich ein Wulfsches Quarzfadenelektrometer, auf das ich späterhin noch zurückkommen werde.

Als Sondenmaterial habe ich verschiedenes ausprobiert, und zunächst Platin, Eisen und Kohle benutzt. Vergleichende Spannungsmessungen ergaben nur geringe Abweichungen; es war aber deutlich zu sehen, daß die Kohle den Bogen mehr störte als Platin. Als Eisensonde nahm ich verhältnismäßig dicke (2 mm) Drahtstifte, weil dünne Drähte sofort abschmelzen. Da auch Platin schmilzt und Kohle rasch abbrennt, wäre es mit diesen Materialien nicht möglich gewesen, die Sonden längere Zeit an derselben Stelle des Bogens zu behalten, was aber bei verschiedenen der nachher beschriebenen Messungen sehr erwünscht war. Ich kam daher auf die Idee, Nernststifte als Sonden zu verwenden. Die damit angestellten Versuche ergaben günstige Resultate: Das Material der Nernststifte hält außerordentlich hohe Temperaturen aus, ohne daß sich irgendwelche Änderungen an ihm vollziehen; es schmilzt nicht, gibt keine störenden Gase an den Lichtbogen ab und kann lange Zeit an derselben Stelle des Lichtbogens verbleiben. Da Elektrometer zur Spannungsmessung benutzt wurden, so kam der variable Widerstand des Nernststiftes nicht in Frage. Vergleichende Messungen mit Nernststift und Platinsonden ergaben dieselben Resultate. Ich habe bei den Messungen 3 Sorten von Nernststiften verwendet, von 0,35, 0,6 und 1,1 mm Durchmesser. Die Stifte hatten je nach dem vorliegenden Zweck auch verschiedene Länge, etwa $^1/_2$ bis 1,5 cm, wurden in einem Eisenstift von 1—2 mm Dicke hineingesteckt, der seinerseits wieder in ein Messingröhrchen einsteckbar war, so daß man bequem sowohl Nernststift wie Eisenstift auswechseln konnte. Das Ganze steckte dann noch in einem möglichst enganschließenden Röhrchen aus Verbrennungsglas, um zu bewirken, daß die Sonde wirklich das der äußersten Spitze entsprechende Potential annahm.

Sondenmessungen in der positiven Säule.

Zu diesem Zwecke ließ ich den Lichtbogen in einem Eisenrohr brennen, an das seitlich Ansatzröhren von 10 mm Innendurchmesser in Abständen von 2 cm autogen angeschweißt waren (im ganzen 15 Stück). In diese Ansätze wurden genau passende Röhren aus Verbrennungsglas fest eingekittet, deren Durchmesser

gerade so groß war, daß die Sonden durch sie eingeschoben werden konnten. Das Rohr hatte außerdem an den verschiedenen Stellen Bohrungen von 8 mm Durchmesser, die mit Glimmerplättchen bedeckt waren, und durch die die Stelle des Lichtbogens, an der die Sonde eintauchte, beobachtet werden konnte.

Ich habe nun gemessen den Spannungsabfall zwischen der Anode und der Sonde bei konstanter Stromstärke und Länge, wenn nacheinander die Sonde durch die verschiedenen Seitenansätze eingeführt wurde. Das Ergebnis der Messungen entsprach den Erwartungen. Trägt man die Potentialdifferenz

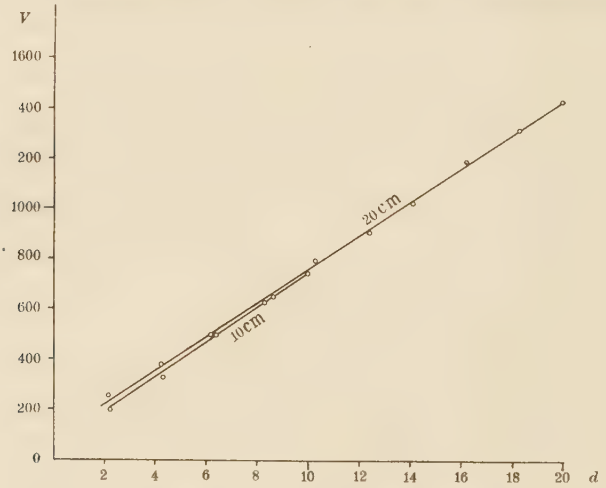


Fig. 22. Sondenmessung längs des Lichtbogens.

als Funktion des Abstandes d von der Anode auf, so erhält man eine gerade Linie, wie Fig. 22 zeigt. Außerdem wurde mit dem Kelvinschen Multicellularinstrument die Spannung zwischen je 2 Sonden gemessen bei konstanter Stromstärke.

In der folgenden Tabelle sind die Werte für die Feldstärke im Eisenlichtbogen von 30 cm Länge bei 0,7 Amp. angegeben, wie sie aus den Spannungsmessungen zwischen verschiedenen Sonden sich ergeben. Die 1. Kolonne gibt die Sonden an, zwischen denen gemessen wurde, die 2. gibt die aus den Sondenabständen und dem Spannungsabfall errechneten Feldstärken.

Sonden	1 u. 3,	2 u. 4,	3 u. 5,	3 u. 5,	4 u. 6,	5 u. 7,	6 u. 8,	7 u. 9,
Feldstärke	59,5	55,6	58,3	58,1	59,0	63,5	62,0	57,5

Sonden	8 u. 10,	9 u. 11,	11 u. 15	Mittel
Feldstärke	60,5	60,0	60,8	59,5

Wenn die hier beobachteten Abweichungen vom Mittelwert auch nicht unerheblich sind, so erfolgen die Schwankungen doch durchaus unregelmäßig. Ich habe keine ausgesprochene, bei wiederholten Messungen gleichmäßig auftretende Änderung der Feldstärke im Bogen finden können. Ferner ließ sich einwandfrei feststellen, daß bei derselben Stromstärke die Feldstärke im Bogen von der Länge unabhängig ist. Zum Beleg dafür gilt Fig. 22, in der die durch Sondenmessung ermittelte Spannungsverteilung im Bogen von 0,55 Amp. bei 10 und 20 cm Länge dargestellt ist. Man sieht, daß die beiden Kurven parallel verlaufen. Die kleine Parallelverschiebung rührt wohl von einer etwas fehlerhaften Bestimmung des Abstandes der untersten Sonde von der unteren Elektrode her. Das Resultat dieser Messungen ist folgendes: Das Spannungsgefälle/cm oder die Feldstärke F ist an allen Stellen des Bogens dieselbe und von der Länge des Lichtbogens unabhängig. Die Abhängigkeit derselben von der Stromstärke ist durch eine Hyperbel dargestellt:

$$F = \frac{a}{i} + b$$

Die numerische Ermittlung der Konstanten kann aus den Sondenmessungen erfolgen. Genauer ergeben sie sich aber aus Messungen, die später (p. 52) mitgeteilt werden sollen. Daraus erhält man $F = 32{,}6/i + 11{,}4$.

Eine weitere Frage ist die, ob die eben für die mittleren Teile des Bogens festgestellte Tatsache auch noch in unmittelbarer Nähe der Elektroden (d. h. in einigen mm Abstand) richtig ist. Aus dem Auftreten der helleuchtenden Aureolen an den Elektroden könnte man vermuten, daß hier die Feldstärke eine andere sei. Um dies festzustellen, habe ich Sondenmessungen in unmittelbarer Nähe der Elektroden in folgender Weise ausgeführt:

Das eiserne Rohr wurde an 2 Stahldrähten aufgehängt und konnte mit einer kleinen Winde um 1—2 cm gehoben oder gesenkt werden. Am unteren Ende trug das Rohr einen Asbestring, der sich beim Heben und Senken längs eines kurzen Glasrohres verschob, so daß dabei das Innere des Rohres dauernd gegen außen abgedichtet blieb. Dies Heben oder Senken des Rohres konnte außen an einer kleinen Millimeterskala auf 0,1 bis 0,2 mm genau abgelesen werden. Steckte man nun in das

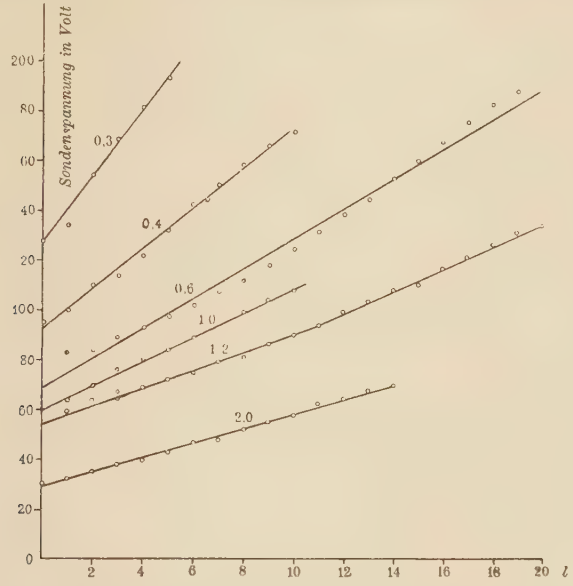
untere Ansatzrohr eine Sonde, so hob und senkte diese sich mit, und so konnte der Abstand der Sonde von der unteren Elektrode bequem von mm zu mm variiert werden. Die Spannung zwischen Sonde und Elektrode wurde mit dem Wulfschen Elektrometer gemessen. Dasselbe hatte 2 Meßbereiche, von denen stets der kleinere von 0—150 Volt benutzt wurde bei einer Empfindlichkeit von 2 Skalenteilen = 3 Volt. Die Eichkurve ist, abgesehen außerhalb des Gebietes ganz kleiner Spannungen (< 10 Volt), eine Gerade. Will man diese kleinen Spannungen mit derselben Genauigkeit messen wie die anderen, so kann man das leicht unter Benutzung einer Hilfsladung erreichen. Die unten geerdete Elektrode war stets mit dem Gehäuse verbunden, die Sonde mit dem Fadensystem unter Vorschalten eines Schutzwiderstandes von $10^5\ \Omega$. Da die Spannung an der Sonde stets um kleine Beträge schwankt, so vibrierten die Fäden dauernd; denn die Kapazität und die Trägheit des Fadensystems sind so klein, daß das Instrument Spannungsschwankungen momentan folgt. Doch war es leicht, den Mittelwert der Einstellung zu beobachten. Die Schwankungen ließen sich aber auch dadurch beseitigen, daß eine Leydener Flasche parallel zum Elektrometer geschaltet wurde. Ich habe in der Hauptsache die Umgebung der Anode untersucht. Es zeigt sich, daß die Spannung schon von einem sehr kleinen Abstand von der Anode an linear zunimmt, und zwar mit derselben Steigung, die der aus den mittleren Teilen des Lichtbogens ermittelten Feldstärke entsprechen würde. Fig. 23 zeigt diesen linearen Anstieg bei verschiedenen Stromstärken. In Fig. 24 ist die Hyperbel $F = a/i + b$

Amp.	aus Sondenmessung	$F = a/i + b$
0,3	134	120
0,4	81	92,9
0,6	60,7	65,6
1,0	50,0	44,0
1,2	41	38,6
2,0	29,2	27,7

gezeichnet, und es sind die aus der Sondenmessung erhaltenen Werte für F eingetragen. Man sieht, daß sie sich dem Verlauf der Kurve gut einfügen. Daraus folgt: Auch in unmittelbarer Nähe der Elektroden ist die Feldstärke konstant, und zwar hat sie denselben Wert wie in den mittleren Teilen des Bogens. Der Metalldampf übernimmt also auch hier die Leitung nicht.

Kathoden- und Anodenfall.

Es lag nun nahe, den Anoden- und Kathodenfall durch Sondenmessungen zu bestimmen, wie das bei den normalen Lichtbögen in ausgiebigem Maße geschehen ist. Vor allem



Abstand der Sonde von der Anode in mm.

Fig. 23. Sondenmessung im Luftbogen in der Nähe der Anode.

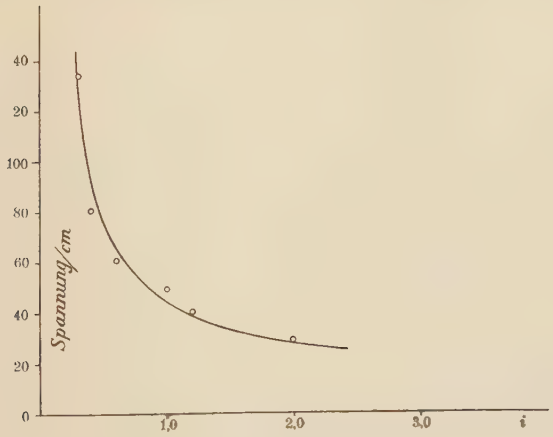


Fig. 24. Spannungsgefälle im Lichtbogen.

sind die Arbeiten von Lecher[1]), Frau Ayrton[2]) und Child[3]) zu erwähnen. Die verwendete Methode zur Messung der Potentialsprünge ist diese: Um den Sprung an der Elektrode E_1 zu erhalten, mißt man die Potentialdifferenz $V_2 - V_1$ zwischen der Sonde und der Elektrode E_1, trägt diese Potentialdifferenz als Funktion des Abstandes Sonde-Elektrode auf und extrapoliert diese Kurven bis zur Ordinatenachse. Das Stück, das die Kurve (gewöhnlich gerade Linie) auf der Ordinatenachse abschneidet, wird identifiziert mit dem Spannungssprung an der Elektrode E_1. Damit diese Methode genaue Werte liefert, muß die Entfernung zwischen Sonde und Elektrode genau meßbar sein. Das macht bei den gewöhnlichen Lichtbögen Schwierigkeiten wegen der Wölbung der Krater. Nun fällt aber bei gewöhnlichen Lichtbögen ein kleiner Fehler in der Abstandsmessung nicht so sehr ins Gewicht, weil bei den dort vorhandenen großen Stromstärken (10—20 Amp.) der Spannungsabfall im eigentlichen Lichtbogen klein und also die Steigung der Geraden gering ist. Das ist aber bei den langen Lichtbögen und den kleinen Stromstärken nicht mehr der Fall, wo die Feldstärke im Bogen über 100 Volt/cm sein kann. Da können natürlich kleine Fehler in der Längenmessung die Resultate schon ganz erheblich fälschen. Ich habe zuerst versucht, aus den bei den Feldstärkenmessungen schon angeführten Sondenmessungen in der Nähe der Elektroden die Spannungssprünge zu extrapolieren. Die Resultate erweisen sich aber als kaum brauchbar, da die Abweichungen verschiedener Versuchsreihen zu groß wurden.

Aus den Sondenmessungen in der Nähe der Elektrode ließ sich aber mit Sicherheit folgendes entnehmen: Die Spannungssprünge sind unabhängig von der Länge des Lichtbogens.

Um das festzustellen, habe ich die Nernststiftsonden in einige mm von der Elektrode entfernt in den Lichtbogen eingeführt und bei konstanter Stromstärke und variabler Länge die Spannungsdifferenz zwischen Sonde und Elektrode mit dem Wulfschen Elektrometer gemessen. Da das Spannungsgefälle im Lichtbogen nach den früheren Messungen von der Länge so gut wie unabhängig ist, so müßten Änderungen des Potential-

1) E. Lecher, Wiener Ber. **95.** II. p. 992. 1887.

2) Frau Ayrton, The electric Arc, p. 209ff.

3) C. D. Child, Physik. Rev. **12.** p. 149. 1901; **19.** p. 117. 1904; **20.** p. 364. 1905.

sprunges an der Elektrode mit der Länge sich auch in der gemessenen Potentialdifferenz in demselben Sinne äußern.

Folgende Tabelle gibt das Resultat einer Messung am Lichtbogen bei 1,2 Amp. Stromstärke und 5 mm Sondenabstand von der unteren Eisenelektrode:

Länge	5	7,5	10	12,5	15	17,5	20	25	30	40
Spannung	76	75	75,5	75,5	75,0	74,2	74,8	73,5	73,5	73.

In diesen Zahlen scheint zunächst ein kleiner Gang zu liegen. Es kann aber nicht erwiesen werden, daß er lediglich einer Änderung des Anodenfalles zuzuschreiben sei, es könnten auch ebensogut andere Nebenumstände, wie z. B. kleine Änderungen an der glühenden Ansatzstelle der Anode, wie in der Lage der Sonde im Lichtbogen diese Änderungen bewirkt haben. Auf jeden Fall läßt sich sagen, daß die Änderungen des Anodenfalles mit der Länge des Bogens klein sein müssen, wenn sie überhaupt vorhanden sind.

Die Ausführung derselben Messungen für den Fall, daß die untere Elektrode Kathode ist, waren deshalb schwieriger und ungenauer, weil die Kathodenbasis die unangenehme Eigenschaft hat, an der Elektrode hin und her zu klettern. Man mußte deshalb bei der Messung immer erst den Augenblick abwarten, an dem die Basis an der oberen Spitze der Elektrode saß. Aus den Messungen ließ sich trotzdem erkennen, daß eine Abhängigkeit des Kathodenfalles von der Länge des Lichtbogens nicht vorhanden ist.

Länge	2,5	5,0	7,5	10	12,5	12,5	15	17,5	20	25
Spannung	37	37	37	38	38	38	38	34	34	37

bei $i = 0{,}7$ Amp. und $d = 3$ mm.

Eine genaue Messung der Potentialsprünge an den Elektroden, die durch Extrapolation aus den Sondenmessungen im Bogen nicht genau genug ausführbar war, gelang nun nach folgender, im Prinzip auch von Frau Ayrton schon angewandter Methode. Bringt man die Nernststiftsonde in unmittelbarer Nähe der unteren Elektrode, z. B. der Anode in den Lichtbogen und mißt die Spannung zwischen Sonde und Elektrode mit dem Wulfschen Elektrometer, so sinkt die Spannung immer mehr, bis sie plötzlich auf Null fällt in den Moment, in dem der Nernststift die Elektrode berührt; hebt man die Sonde wieder ein klein wenig an, so springt die Spannung

wieder auf den vorher erreichten Minimalwert. Es gelingt dieses Springen der Spannung von Null auf diesen Wert oftmals hintereinander zu wiederholen, wobei die Spannung, auf die sich die Sonde auflädt, einen nahezu konstanten Wert erhält. Da die Trägheit der Elektrometerfäden sehr gering ist, so beobachtet man wirklich, wie die Fäden des Elektrometers plötzlich zusammenfallen und wieder auseinanderspringen, je nachdem man die Sonde bewegt. Es ist nun von vornherein sehr wahrscheinlich, daß der hier im Elektrometer beobachtete Potentialsprung identisch ist mit dem Anodenfall. Sicher ist, daß der Potentialsprung im wesentlichen durch den Anodenfall bewirkt wird, denn die durch Extrapolation aus den Sondenmessungen in der Nähe der Anode erhaltenen Resultate ergaben nahezu dieselben Werte. Es fragt sich also nur, wie groß die Fehler sind. Man könnte zunächst meinen, daß durch unmittelbare Nähe der Sonde der Anodenfall stark geändert werden könne. Das ist aber wohl nicht der Fall, denn es wurde immer nur die äußerste Spitze der Sonde mit der Anode zur Berührung gebracht, so daß mit dem Auge keine Veränderung erkennbar war. Außerdem wurden, abgesehen von Messungen bei großen Stromstärken, stets die dünnen Sonden von 0,35 mm verwendet.

Man könnte ferner daran denken, daß an der Nernstsonde auftretende Thermokräfte das Resultat fälschen könnten. Um das festzustellen, machte ich folgenden Versuch: Ich führte an einer Stelle des Lichtbogens 2 Sonden ein, eine aus Metall, die zweite mit Nernststift, und maß die Potentialdifferenz zwischen den beiden Sonden, wenn man sie einander nähert. Dabei nimmt die Potentialdifferenz stetig mehr und mehr ab und beliebig kleine Werte an, ehe sie bei direkter Berührung den Wert Null erreicht. Dadurch ist wohl gezeigt, daß die etwa auftretenden Thermokräfte sicher so klein sind, daß sie die Meßresultate nicht stören. Eine erhebliche Fehlerquelle könnte nun dadurch hineinkommen, daß die Sonde von der Elektrode zu weit abgehoben würde und nicht den Potentialsprung allein, sondern auch noch einen Teil des Gefälles im Lichtbogen mitmäße. Das ist deshalb unwahrscheinlich, weil die Lagenänderung der Sonde ganz klein war. Ich habe die Sonde gewöhnlich mit einem Faden nach unten gezogen, so daß sie auf der unteren Elektrode auflag. Ein ganz geringes

Nachlassen der Fadenspannung genügte dann schon, um im Elektrometer den Potentialsprung auftreten zu lassen. Außerdem ergaben sich bei Wiederholung des Versuches mit anderer Sonde übereinstimmende Resultate.

Anodenfall.

Nach der eben beschriebenen Methode habe ich zunächst den Anodenfall bei verschiedenen Elektrodenmaterialien als Funktion der Stromstärke direkt gemessen.

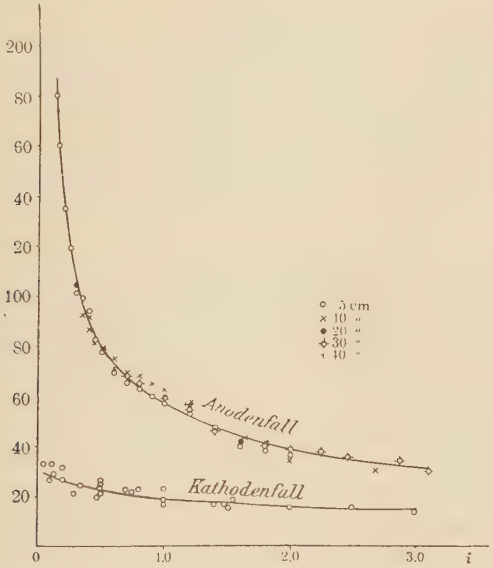


Fig. 25. Eisen.

Der quantitative Verlauf des Anodenfalles ist in den Figg. 25, 26, 27 dargestellt. Der Anodenfall fällt bei wachsender Stromstärke von hohen Werten schnell ab und nähert sich augenscheinlich einem konstanten Grenzwert. Die 3 Kurven für Eisen, Kupfer und Kohle unterscheiden sich aber in ihrem quantitativen Verlauf erheblich. Man sieht, daß der Anodenfall bei Eisen größer ist als bei den anderen Materialien, und daß er außerdem bei abnehmender Stromstärke ganz erheblich schneller ansteigt und Werte bis über 180 Volt erreicht. Da die Kurven wieder ein hyperbelartiges Aussehen haben, kann

man versuchen, den quantitativen Verlauf durch Gleichungen ähnlich der Ayrtonschen darzustellen.

Es zeigt sich nun, daß die Gleichung in der Form $V = a/i + b$

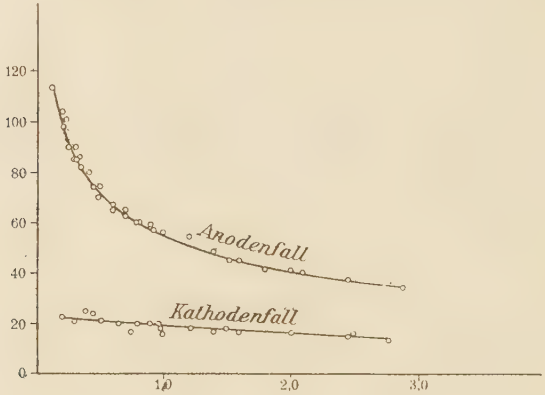


Fig. 26. Kohle.

den Verlauf beim Eisen sehr schlecht darstellt, bei Kohle nur für größere Stromstärken, für Kupfer dagegen ganz gut. Für Eisen habe ich noch ein lineares Glied hinzugenommen und

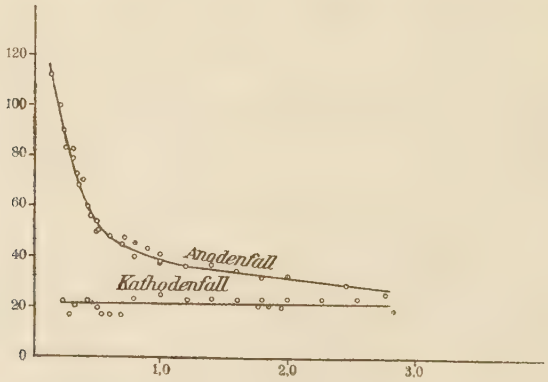


Fig. 27. Kupfer.

eine Formel $V = a/i + b - ci$ zur Darstellung benutzt, die bessere Resultate liefert. Ich will hier die Formeln zahlenmäßig angeben, möchte aber bemerken, daß der Wert dieser Darstellung lediglich in der kurzen Zusammenfassung des Beobachtungs-

materials liegt, daß aber durch diese Formeln kein physikalisches Gesetz zum Ausdruck kommt.

$$\begin{aligned} &\text{Eisen} \;.\;.\;. && V \cdot i = 18 + 42\,i - 7i^2 \\ &\text{Kupfer} \;.\;. && V \cdot i = 15 + 27\,i \\ &\text{Kohle} \;\;.\;. && V \cdot i = 32 + 25\,i - 2{,}8/i\,. \end{aligned}$$

Bei Kohle andererseits steigt der Anodenfall bei kleiner Stromstärke langsamer an als der Hyperbel entsprechen würde. Ich habe deshalb eine Formel von der Form $V = a/i + b - c/i^2$ benutzt.

Bei Eisen habe ich den Anodenfall gemessen für Längen zwischen 5 und 40 cm, und es bestätigt sich die schon früher festgestellte Unabhängigkeit von der Länge. Wenn man bedenkt, wie wenig rein die Versuchsverhältnisse sind, wie leicht vor allem durch Verunreinigungen die Resultate gefälscht werden können, so kann man die in den Messungen auftretenden Abweichungen noch als verhältnismäßig klein bezeichnen.

Kathodenfall.

Die beim Anodenfall angewandte Meßmethode wurde auch zur Untersuchung des Kathodenfalles benutzt. Hierbei befand sich die Kathode unten und die Anode oben. Die Ausführung der Messungen stieß auf erhebliche Schwierigkeiten. Die Kathodenansatzstelle ist bei kleiner Stromstärke ein kleiner, sehr helleuchtender Fleck, der bei der geringsten Störung an der Elektrode herumkriecht und selten zur Ruhe kommt. Um ihn nun möglichst an seinen Platz an dem oberen Ende der Elektrode zu bannen, habe ich die Elektrode, statt sie abzurunden, zugespitzt und habe auch ihren Durchmesser etwas dünner gewählt. Trotzdem ist das Klettern nie ganz zu vermeiden; das macht die Messungen sehr umständlich. Wenn man aber einige Erfahrungen gesammelt hat, so gelingt es doch schließlich, den richtigen Kathodenfall zu messen. Zur Technik der Messungen sei bemerkt, daß ich bei den hier auftretenden kleinen Potentialsprüngen von 20 Volt das Elektrometer mit einer Hilfsladung von 60 Volt benutzt habe. Das Resultat ist aus Fig. 25—27 zu ersehen. Es zeigt sich, daß der Kathodenfall nicht nur von der Länge unabhängig ist, sondern auch nahezu von der Stromstärke und vom Elektrodenmaterial. Er zeigt nach meinen Messungen allerdings die Tendenz mit abnehmender

Stromstärke etwas zuzunehmen, vor allem habe ich das bei Eisen bemerken können. Es ist aber zu bedenken, daß bei dem hohen Spannungsgefälle, das gerade bei den kleinen Stromstärken im Bogen selbst herrscht, leicht der Kathodenfall dadurch etwas zu groß gemessen wird, daß man auf ein ganz kleines Stück den Spannungsabfall im Bogen mitmißt. Der Kathodenfall fällt von 25 auf 15 bei Eisen und Kohle in dem Stromintervall von 0,1—3 Amp. Bei Kupfer waren die Schwankungen so stark, daß der Verlauf der Kurve kaum festzustellen ist. Als mittlerer Wert kann hier 22 Volt angegeben werden. Man könnte, wie Frau Ayrton das z. B. getan hat, auch den Kathodenfall durch eine Hyperbel darstellen. Ich finde aber, daß man bei diesen kleinen Änderungen mit demselben Recht eine gerade Linie durch die Punkte legen kann und begnüge mich deshalb mit den obigen Angaben.

Feldstärke.

Aus den Messungen von Kathoden- und Anodenfall einerseits und der Aufnahme der Charakteristiken andererseits kann man nun auch das Potentialgefälle im Bogen berechnen, indem man von der Gesamtspannung Kathoden- und Anodenfall abzieht. Ich lege hierfür die bei Fe-Elektroden gewonnenen Resultate zugrunde, weil diese wohl am genauesten sind.

Charakteristik . $V_B = 32{,}6\,l/i + 62 + 11{,}4\,l$
Anodenfall . . $V_A = 18/i + 42 - 7\,i$
Kathodenfall . $V_K = 20$

$$V = V_B - (V_A + V_K) = \frac{32{,}6\,l - 18}{i} + 11{,}4\,l + 7\,i\,.$$

Die Feldstärke F in der positiven Säule wird also

$$F = \frac{V}{l} = \frac{32{,}6}{i} + 11{,}4 + \frac{7\,i - \frac{18}{i}}{l}$$

Das 3. Glied ergäbe eine kleine Abhängigkeit der Feldstärke von der Länge, die aber wohl nicht reell ist, sondern lediglich daher rührt, daß die Zahlen eingesetzt wurden, die den besten Anschluß an die Kurven geben. Zudem ist dies Zusatzglied klein für große Längen und verschwindet für die Stromstärke von 1,6 Amp., die gerade die Mitte des benutzten Strombereiches darstellt. Man wird daher $F = 32{,}6/i + 11{,}4$ als endgültiges Resultat annehmen können.

Es ist nun zu fragen, ob sich die hier gewonnenen Resultate mit denen anderer Experimentatoren vereinbaren lassen. Es liegen da zahlreiche Versuche vor, die aber schon untereinander Diskrepanzen aufweisen. Übereinstimmend wird aber festgestellt, daß der Anodenfall größer ist als der Kathodenfall, was z. B. schon Lecher[1]) bei seinen ersten Sondenmessungen feststellte. Häufig wird beim Anodenfall auch eine Abhängigkeit von der Länge festgestellt, deren Ursache wohl bei dem kurzen Bogen in einer Störung der Ausbreitung des Anodenkraters oder in gegenseitiger Beeinflussung von Anode und Kathode zu suchen ist. Von den Spannungsgefällen im Kohlebogen hat Frau Ayrton mit 1—2 mm dicken Kohlensonden und einem d'Arsonval-Galvanometer von 1500000 Ω Messungen gemacht, wobei sie auch die Sonde den Elektroden bis zur Berührung näherte. Die gefundenen Resultate hat sie auch in Formeln zusammengefaßt und gibt an:

$$\text{Anodenfall} \quad . \; . \quad U_A = 31{,}28 + \frac{9 + 0{,}3\,l}{i}$$

$$\text{Kathodenfall} \quad . \quad U_K = \; 7{,}6 \; + 13{,}6/i\,.$$

Die hier festgestellte Abhängigkeit des Anodenfalles von der Länge ist so klein, daß dieselbe bei den erheblichen Abweichungen, die auch die Messungen der Frau Ayrton aufweisen (siehe z. B. l. c., p. 215) eine etwas gewagte Behauptung ist. Daß sie bei den langen Lichtbögen nicht vorhanden ist, kann ich sicher behaupten; der Unterschied zwischen 5 cm und 40 cm würde 10,5 Volt betragen, was unbedingt hätte hervortreten müssen.

Daß die von Frau Ayrton und mir aufgestellten Formeln so wenig übereinstimmen, ist nicht wunderbar, da ja jede Formel nur für das betr. Stromintervall (bei Frau Ayrton 4—14, bei mir 0,1—3 Amp.) gilt. Die Kurven schließen sich trotzdem gar nicht so schlecht aneinander an. Die von Frau Ayrton gefundenen Werte liegen zwischen 30 und 40 Volt und haben bei 4 Amp. ungefähr den Wert von 35 Volt. Meine Kurve erreicht diesen Wert schon bei 3 Amp. Bedenkt man, daß bei beiden Versuchen verschiedene Kohlen vorlagen, so kann diese Übereinstimmung durchaus befriedigen.

Dasselbe gilt vom Kathodenfall. Die Ayrtonsche Formel gibt in meinem Stromintervall bei größeren Stromstärken

1) E. Lecher, Wiener Bericht 95, IIa, 1887, S. 992.

(bei 3 Amp. c. 12 Volt) etwas zu kleine Werte, dann aber einen viel zu starken Anstieg mit abnehmender Stromstärke. Nach dieser Formel würde der Kathodenfall bei 0,2 Amp. 75,6 Volt sein, während er sicher nicht größer als 25 Volt ist. Das zeigt deutlich, wie gering der Wert solcher Formeln ist. Diese Messungen von Kathoden- und Anodenfall werden weiterhin einige Anhaltspunkte für ihre physikalische Deutung.

Ursache des Kathodenfalles.

Über die Ursache und Größe des Kathodenfalles steht der Ansicht von J. Stark[1]), der den Kathodenfall einfach für die Ionisierungsspannung der aus dem Metall in das Gas austretenden Elektronen hält, die von Thomson[2]) gegenüber, welcher meint, das Kathodengefälle müsse groß genug sein, um durch den Aufprall der positiven Ionen die Temperatur der Kathode auf der für die Elektronenemission nötigen Höhe zu halten. Das von mir gefundene Resultat, daß das Kathodengefälle nahezu unabhängig von der Stromstärke (Länge und auch nahezu vom Elektrodenmaterial) ist, scheint mir die Anschauung von Stark zu stützen, zumal da auch die Größe des Kathodenfalles, ca. 20 Volt, ganz gut übereinstimmt mit den aus anderen Messungen gefundenen Werten der Ionisierungsspannung.[3]) Auch die Tatsache, daß sich für diesen Spannungsabfall keine endliche Strecke feststellen läßt, sondern daß der Sprung direkt an der Elektrode liegt, würde ihre Erklärung in der Annahme finden, daß die in Frage kommende Strecke von der Größenordnung der freien Weglänge ist.

Anode.

Unsere Kenntnis der Vorgänge an der Anode sind wohl noch geringer als die an der Kathode. Manche meinen, der Austritt der + Ionen aus der Anode sei zwangsweise verknüpft mit einer Verdampfung des Anodenmaterials, also nur möglich, wenn die vom Aufprall der Elektronen erzeugte Temperatur über dem Siedepunkt des Metalles liegt.[4]) Diese Anschauung

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **12.** p. 682/83. 1903.

2) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, deutsch von E. Marx, 1906, p. 444.

3) J. S. Townsend, The Theory Ionisation of Gases by Collision, p. 24, gibt den Wert 25,0 Volt an.

4) G. Schulze, Spannungsverlust im elektr. Lichtbogen. Ann. **12.** p. 828. 1903.

wird experimentell dadurch gestützt, daß sich bei den meisten Metallichtbögen an der Anode ein Tropfen bildet, aus dem in den Lichtbogen hinein ein Dampfstrahl schießt. Auch bei den langen Lichtbögen läßt sich diese Erscheinung beobachten. Die Größe des Anodenfalles würde also bestimmt sein durch die Wärmemenge, die nötig ist, um die Verdampfung im erforderlichen Maße aufrecht zu erhalten. Der Anstieg des Anodenfalles mit abnehmender Stromstärke wäre erklärlich aus der bei kleinem Querschnitt des Kraters prozentual größeren Wärmeableitung. — Daß der Anodenfall stets größer ist als der Kathodenfall, liegt, worauf vor allem Stark[1]) hinwies, an der gegenelektromotorischen Kraft, die durch den Austritt der Elektronen aus der glühenden Anode entsteht.

Messung der Stromdichte.

Das in der Mitte des Lichtbogens auftretende weiße Band übernimmt, wie aus verschiedenen Versuchen hervorging, sicherlich in der Hauptsache den Elektrizitätstransport. Wenn es also gelänge den Querschnitt dieses Bandes zu messen, so ließe sich daraus die Stromdichte und ihre Abhängigkeit von der Stromstärke bestimmen. Bei den Lichtbögen in Luft ist dieser Querschnitt zu wenig scharf begrenzt, um eine Messung zu gestatten. Viel günstiger liegen die Verhältnisse beim Lichtbogen in Kohlensäure. Hier ist diese Begrenzung so außerordentlich scharf, daß es aussichtsreich erscheint, eine Querschnittsbestimmung vorzunehmen. Nach verschiedenen Versuchen habe ich einfach den Lichtbogen photographiert und auf den Platten den Durchmesser des Bandes gemessen. Die Bilder hatten nahezu natürliche Größe. Der Maßstab wurde bestimmt durch Mitaufnahme des Glasrohres, in dem der Lichtbogen brennt. Die Aufnahmen wurden bei derselben Länge (gewöhnlich 10 cm) und verschiedener Stromstärke schnell hintereinander bei abgestufter Belichtungszeit und gleicher Blende gemacht und gleichmäßig mit Rodinal entwickelt. Die Ausmessung erfolgte mit einem Millimetermaßstab. Anwendung genauerer Meßmethoden wäre bei den schon vorhandenen Abweichungen zwecklos gewesen.

Trägt man den Durchmesser d des Bandes als Funktion der Stromstärke auf, so erhält man eine parabelähnliche Kurve

1) J. Stark, T. Retschinsky und A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. 18. p. 219. 1905.

(Fig. 28). Berechnet man die Stromdichte

$$i = \frac{i}{\pi \frac{d^2}{4}}$$

und trägt sie als Funktion des Stromes auf, so erhält man eine

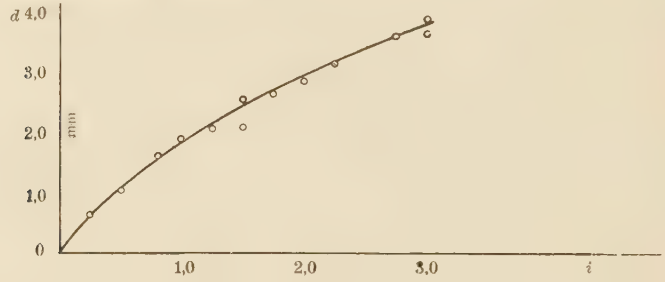


Fig. 28.
Durchmesser des leuchtenden Bandes als Funktion der Stromstärke.

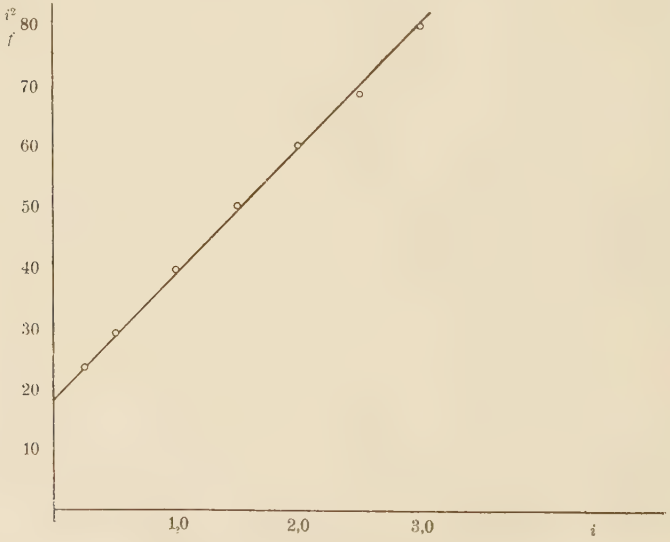


Fig. 29. Kohlensäure.
$\frac{i^2}{f}$ als Funktion von i, i Stromstärke, f Querschnitt des leuchtenden Bandes.

mit wachsendem Strom abfallende Kurve, die sich als Hyperbel erweist, da

$$\frac{i^2}{\pi \frac{d^2}{4}} = r + si$$

linear mit dem Strome wächst (Fig. 29).

Dies läßt sich erklären, wenn man für den Zusammenhang zwischen Feldstärke F im Lichtbogen und der Stromdichte i folgende Beziehung annimmt:

$$F = \frac{\mathrm{i}}{\sigma} + c \ .$$

Diese Gleichung würde in das Ohmsche Gesetz übergehen, wenn die Konstante $c = 0$ gesetzt werden könnte. Hieraus folgt nämlich, wenn $f = \pi d^2/4$ der Leitungsquerschnitt ist,

$$\mathrm{i} = \frac{i}{f} = \sigma F - \sigma \cdot c$$

Nun ist der Zusammenhang zwischen Feldstärke und Stromstärke durch eine Hyperbel gegeben:

$$F = \frac{a}{i} + b$$

also:

$$\frac{i}{f} = \sigma \left(\frac{a}{i} + b - c \right)$$

$$\frac{i^2}{f} = \sigma \left(a + (b - c)\, i \right) = r + s i$$

Man sieht also, daß dieser Ansatz wirklich eine lineare Abhängigkeit des i^2/f von der Stromstärke verlangt, wie sie das Experiment ergibt. Wenn man für a und b die aus den Charakteristiken erhaltenen Werte einsetzt und andererseits die lineare Abhängigkeit $i^2/f = r + si$ numerisch ausrechnet, kann man σ und c berechnen. Führt man Zahlenwerte ein, so hat man zu setzen:

Gleichung a $$\mathrm{i} = \frac{19{,}0}{i} + 20{,}3.$$

Die Konstanten werden am bequemsten aus der Geraden für i^2/f entnommen.

Die Feldstärke F für CO_2 als Funktion von i erhält man angenähert aus der Charakteristik

$$V = -\frac{90}{i} + \frac{73\,l}{i} + 80 + 11{,}7\,l.$$

Wenn man $F = V/l$ setzt, und die beiden Glieder, die dann noch l im Nenner haben, wegläßt, da sie klein sind und die durch Kathoden- und Anodenfall bewirkte Abhängigkeit der Span-

nung pro cm von der Länge darstellen. Also:

Gleichung b $$F = \frac{73}{i} + 11{,}7 .$$

Aus diesen beiden Gleichungen a und b erhält man

$$F = 3{,}84\,i - 66{,}3 ,$$

wobei also F in Volt/cm und i in Amp./cm² gemessen ist:

$$i = 0{,}26\,F + 17{,}27 .$$

Zunächst ist in dieser Formel zu beachten, daß sie nur für gewisse Werte von F und i gilt. Denn sowohl F wie i können bei sehr großen Stromstärken nur bis zu Minimalwerten abnehmen, nämlich:

$$F_{min} = 11{,}7, \quad i_{min} = 20{,}3.$$

Die Formel

$$F = 3{,}84\,i - 66{,}3$$

gilt also auch nur bis hinab zu $i = 20{,}3$, wo in der Tat auch nach der Formel F den Wert $78 - 66{,}3 = 11{,}7$ annimmt. Die hier gefundene Abhängigkeit scheint nicht in Einklang zu stehen mit den Messungen von Puccianti[1]) und Oldenberg[2]), die fanden, daß die Stromdichte konstant sei. Das erklärt sich aber daraus, daß die genannten, bei großen Stromstärken beobachteten, und nach meinen Messungen ist der Verlauf der Stromdichte als Funktion der Stromstärke durch eine Hyperbel gegeben, so daß also in der Tat die Stromdichte bei großen Stromstärken nahezu konstant erscheint.

In ihrer Form erinnert die Formel für F an das Ohmsche Gesetz; wenn auch F nicht direkt proportional i wächst, so nimmt es doch jedenfalls linear mit i zu. Die Bedeutung dieser Ähnlichkeit soll an späterer Stelle besprochen werden.

Theorie des Leitungsvorganges in der positiven Säule.

Über den Mechanismus des Elektrizitätstransportes in der positiven Säule des Lichtbogens weiß man bisher noch sehr wenig. Man nimmt allgemein an, daß die Ionisierung hier durch

1) L. Puccianti, Nuov. Cim. (5) **19.** p. 408. 1910.

2) O. Oldenberg, Dissertation Göttingen, Spektroheliographische Untersuch. am Lichtbogen. p. 25.

Ionenstoß erfolge. Damit dies möglich ist, muß die von Townsend aufgestellte und experimentell stets bestätigte Grundbedingung der Stoßionisation erfüllt sein, die aussagt: Trifft ein Elektron mit einem neutralen Molekül zusammen, so wird dies durch den Stoß dann und nur dann, in ein +Ion und ein Elektron zerspalten, wenn die Geschwindigkeit des auftreffenden Elektrons größer oder gleich einer kritischen Geschwindigkeit v_0 ist.

Soll also Stoßionisation im Lichtbogen vorliegen, so muß man erklären, wie die Elektronen die zur Stoßionisation nötige Geschwindigkeit erlangen. Der bisher sehr eingehend, sowohl experimentell wie theoretisch untersuchte Fall einer Stoßionisation ist nun der, daß das Elektron die kritische Geschwindigkeit v_0 erreicht durch Beschleunigung in einem elektrischen Felde. Damit Stoßionisation eintreten kann, muß dann das auf der freien Weglänge vom Elektron frei durchlaufene Spannungsgefälle mindestens so groß sein, daß die Endgeschwindigkeit des Elektrons gleich v_0 ist. Diese Überlegung führt zur Definition der Ionisierungsspannung V durch die Gleichung

$$\tfrac{1}{2} m v_0^2 = e \cdot V \ ,$$

wo m die Masse und e die Ladung des Elektrons bedeutet.

Der nächstliegende Gedanke wäre der, daß auch im Lichtbogen die Elektronen im elektrischen Felde die zur Stoßionisation nötige Geschwindigkeit v_0 erreichen. Nun läßt sich aber, worauf besonders Child hingewiesen hat, leicht ausrechnen, daß das im Lichtbogen vorhandene Spannungsgefälle längs der freien Weglänge auch nicht entfernt die Größe der Ionisierungsspannung erreicht. Es sei dies hier nochmals zahlenmäßig für den Luftlichtbogen nachgewiesen. Das Spannungsgefälle pro cm ist ja nach p. 52 als Funktion der Stromstärke

$$F = \frac{32{,}6}{i} + 11{,}4 \ \text{Volt/cm}$$

die freie Weglänge in Luft bei Atmosphärendruck ist (nach Landolt und Börnstein)

$$l = 949 \cdot 10^{-8} \ \text{cm} \ ,$$

also ist die auf die freie Weglänge entfallende Spannung

$$V_e = F \cdot l = \left(\frac{32{,}6}{i} + 11{,}4\right) \cdot 949 \cdot 10^{-8}$$

Rechnen wir für eine Stromstärke von 1 Amp., so wird

$$V_e = 4{,}74 \cdot 10^{-4} \text{ Volt.}$$

Da die wirklich gemessene Ionisierungsspannung 7,5 Volt ist, so müßten

$$n = \frac{7{,}5}{4{,}74 \cdot 10^{-4}} = 1{,}6 \cdot 10^4$$

freie Weglängen durchlaufen werden, damit durch Beschleunigung im elektrischen Felde Stoßionisierung einträte. Man sieht hieraus, daß auch die Annahme, es könne das Elektron die nötige Energie auf mehreren freien Weglängen durch Akkumulation erreichen, äußerst unwahrscheinlich ist.

Um dieser Schwierigkeit Herr zu werden, führte Child die Hypothese ein, die Ionisierungsspannung sei eine Funktion der Temperatur in dem Sinne, daß sie bei wachsender Temperatur stark abnehme, und zwar so stark, daß bei Lichtbogentemperatur schon das sehr kleine, im Lichtbogen vorhandene Spannungsgefälle Stoßionisation ermögliche. Dazu müßte also die Ionisierungsspannung etwa auf $^1/_{10\,000}$ ihres normalen Wertes gesunken sein. Man sieht, daß diese Hypothese sehr unwahrscheinlich ist, da nicht einzusehen ist, weshalb die Ionisierungsspannung, eine durch die Struktur des Atoms bestimmte Größe, von der Temperatur abhängen soll. Was Child aber richtig erkannt hatte, ist die Tatsache, daß sich viele Erscheinungen sofort leicht erklären lassen, sobald man plausibel machen kann, daß die Leitfähigkeit des Gases mit zunehmender Temperatur stark wächst.

Da scheint mir nun folgender Weg zum gewünschten Ziele zu führen: Wir wollen die anfangs hervorgehobene Grundhypothese der Stoßionisation unverändert beibehalten und nach einer anderen Ursache suchen, die den Elektronen Geschwindigkeiten $\geqq v_0$ gibt. Dazu benutzen wir folgende zwei sicher feststehende Tatsachen: 1. Im Lichtbogen ist die Temperatur außerordentlich hoch; 2. es sind dauernd Elektronen vorhanden, da, wie man weiß, an der Kathode entsprechend dem glühelektrischen Effekt aus der Elektrode Elektronen herausfliegen.

Diese Elektronen machen die ungeordneten Temperaturbewegungen mit, so daß im Mittel jedes Elektron eine kinetische Energie $\frac{1}{2} m\bar{v}^2 = kT$ hat. Die Frage, ob etwa diese mittlere

Geschwindigkeit $\bar{v} = \sqrt{\overline{v^2}}$ den zur Stoßionisation nötigen kritischen Wert v_0 bei Lichtbogentemperatur erreicht, ist, wie schon bekannt, unbedingt zu verneinen.[1]) Nun sind aber die Geschwindigkeiten der Elektronen nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt, es sind also bei dieser Temperatur in jedem Augenblick sicher Elektronen vorhanden, deren ungeordnete Temperaturgeschwindigkeit größer oder gleich v_0 ist. Die Frage ist also nur die: Ist die Zahl der Elektronen, die infolge der Temperaturbewegung durch Stoß ionisieren können, groß genug, um die im Lichtbogen gemessenen Leitfähigkeiten zu erklären. Die folgende Theorie will nun behaupten, daß dies tatsächlich der Fall ist, daß die durch diese Elektronen bewirkte Ionisierung groß genug ist, um die beobachtete Leitfähigkeit quantitativ zu erklären, und daß das ganze elektrische Verhalten des Lichtbogens diese Auffassung stützt.

Wir denken uns zunächst folgenden idealisierten Fall: Ein Gas werde durch Erwärmung von außen her auf Lichtbogentemperatur gehalten und an irgendeiner Stelle seien einmal Elektronen erzeugt worden. Dann wird infolge der Verteilung der Geschwindigkeiten nach dem Maxwellschen Gesetz dauernd eine bestimmte Anzahl dieser Elektronen durch Stoß ionisierend wirken. Infolge der Wiedervereinigung wird sich ein Dissoziationsgleichgewicht einstellen, so daß in jedem Augenblick ebensoviel Ionen und Elektronen erzeugt werden wie verschwinden. Es fragt sich nun:

Wie groß ist die Zahl der bei dem Gleichgewichtszustand dauernd vorhandenen Ionen und Elektronen?

Die negativen Ionen können gegenüber den Elektronen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Sie werden sicher vorhanden sein, aber in geringerer Zahl, da ihr Entstehen durch Hängenbleiben eines Elektrons an einem neutralen Molekül nur bei sehr kleinen Elektronengeschwindigkeiten erfolgen soll, und derartig gebundene Elektronen schon durch schwache Erschütterungen wieder abgetrennt werden können.

Demnach betrachten wir wesentlich die Zusammenstöße von Elektronen a) mit + Ionen, b) mit neutralen Molekülen und teilen diese in 2 Kategorien ein: 1. solche Stöße, bei denen das Elektron eine Geschwindigkeit besitzt, die $\geqq$ der Ionisierungsgeschwindigkeit v_0 ist; 2. solche, bei denen die Geschwindigkeit

1) Siehe z. B. P. Lenard, Ann. d. Phys. **40.** p. 405. 1913.

kleiner als v_0 ist. Wir bestimmen die Zahl der Stöße, die für den Ionisierungszustand maßgebend sind.

a_1) Stößt ein Elektron mit $v \geqq v_0$ auf ein $+$Ion, so passiert nichts, da wir annehmen, daß zur Abtrennung eines 2. Elektrons eine noch sehr viel größere Arbeit erforderlich ist, so daß wir deren Einfluß vernachlässigen können.

a_2) Stößt ein Elektron mit $v < v_0$ auf ein $+$Ion, so bleibt es hängen, dabei wird also die Zahl der Elektronen und $+$Ionen um 1 vermindert, die Zahl der neutralen Moleküle um 1 vermehrt. Die Zahl dieser Stöße/cm³ während der Zeiteinheit sei $\mathfrak{n}_+$.

b_1) Stößt ein Elektron mit einem neutralen Molekül zusammen mit $v \geqq v_0$, so wird ein Elektron abgetrennt. Es wird also die Zahl der Elektronen und $+$Ionen um 1 vermehrt, dagegen die Zahl der neutralen Moleküle um 1 vermindert. Die Zahl dieser Stöße/cm³ in 1 sec. sei $\mathfrak{N}_0$.

b_2) Stößt ein Elektron mit $v < v_0$ mit einem Molekül zusammen, so geschieht nichts, was den Ionisierungszustand ändert.

Da Gleichgewicht herrschen soll zwischen dem Entstehen und Verschwinden von Ladungen, so folgt aus den obigen Annahmen

$$\mathfrak{n}_+ = \mathfrak{N}_0.$$

Es handelt sich darum, diese Zahlen als Funktion der Temperatur T zu berechnen.

Es sei N die Gesamtzahl der in 1 cm³ vorhandenen Elektronen. Von diesen ist die Anzahl/cm³ derjenigen, deren Geschwindigkeit v mit den Geschwindigkeitskomponenten ξ, η, ζ im Geschwindigkeitsintervall ξ bis $\xi + d\xi$, η bis $\eta + d\eta$, ζ bis $\zeta + d\zeta$ liegt:

$$\left(\frac{m}{2\pi k T}\right)^{3/2} N \cdot e^{-\frac{m v^2}{2 k T}} d\xi \, d\eta \, d\zeta = A \cdot N \cdot e^{-\beta v^2} d\xi \, d\eta \, d\zeta,$$

wo T die absolute Temperatur und $k = 1{,}35 \cdot 10^{-16}$ ist, und gesetzt ist

$$\beta = \frac{m}{2k}$$

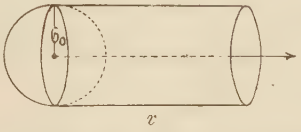
$$A = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2}.$$

Wir denken uns die Moleküle des Gases ruhend. Das ist den

enormen Elektronengeschwindigkeiten gegenüber erlaubt. Ihre Gesamtzahl/cm³ sei N_T bei der Temperatur T und Atmosphärendruck. Ist N_0 die Gesamtzahl/cm³ bei 0° C und 1 Atm., so ist

$$N_T = N_0 \frac{273}{T}.$$

Der Radius der Moleküle sei σ_0. Wir greifen eines von ihnen heraus und berechnen die Zahl der Elektronen des Geschwindigkeitsintervalles ξ bis $\xi + d\xi$, η bis $\eta + d\eta$, ζ bis $\zeta + d\zeta$, die dies



Molekül treffen. Dies sind alle die, welche in dem zylindrischen Raum mit der Grundfläche $\pi\sigma_0^2$ und der Höhe v liegen, dessen Achse parallel der Geschwindigkeitsrichtung ist. Die Zahl der Zusammenstöße ist proportional der Zahl der in dem Raum $\pi\sigma_0^2 v$ enthaltenen Elektronen des Geschwindigkeitsbereiches ξ bis $\xi + d\xi$, η bis $\eta + d\eta$, ζ bis $\zeta + d\zeta$, also

$$\pi\sigma_0^2 v \cdot A \cdot N \cdot e^{-\beta v^2} d\xi \, d\eta \, d\zeta.$$

Da für die ionisierende Wirkung der Stöße lediglich der Absolutwert v der Geschwindigkeit maßgebend ist, so kann ich über alle Geschwindigkeitsrichtungen integrieren. Das ergibt einen Faktor 4π, und man erhält damit für die Zahl $d\mathfrak{N}_1$ der Elektronen, die mit einer Geschwindigkeit des Geschwindigkeitsintervalles v bis $v + dv$ ein *bestimmtes* neutrales Molekül treffen:

$$d\mathfrak{N}_1 = 4\pi^2 \sigma_0^2 N \cdot A \, e^{-\beta v^2} v^3 dv.$$

Die Gesamtzahl der Elektronen/cm³ dieser Art, die irgendein neutrales Molekül treffen, ist proportional der Zahl N_T der in 1 cm³ enthaltenen neutralen Moleküle bei der Temperatur T, also gleich

$$d\mathfrak{N}_0 = 4\pi \, \sigma_0^2 N \cdot N_T \cdot A \cdot e^{-\beta v^2} v^3 dv \ .$$

Ionisierend wirken nur alle die Elektronenstöße, die einer Geschwindigkeit $v \geqq v_0$ entsprechen. Um also die Gesamtzahl der ionisierenden Stöße zu erhalten, muß man integrieren von v_0 bis ∞. Das ergibt die gesuchte Zahl

$$\mathfrak{N}_0 = 4\pi\sigma_0^2 N_T \cdot N \cdot A \cdot \int_{v_0}^{\infty} e^{-\beta v^2} v^3 dv \ .$$

Zur Berechnung von n_+ ist eine ganz analoge Überlegung anzuwenden. Ist N_+ die Gesamtzahl der +Ionen pro cm³ bei T^0 und σ_+ ihr Radius, so ist die Zahl der Zusammenstöße von Elektronen mit +Ionen unterhalb der kritischen Geschwindigkeit

$$n_+ = 4\,\pi\,\sigma_+^2\,N_+ \cdot N \cdot A \int_0^{v_0} e^{-\beta v^2} v^3\,dv$$

Rechnet man die beiden Integrale aus, so erhält man

$$\mathfrak{N}_0 = 2\,\sigma_0^2\,N_T \cdot N \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\, e^{-\beta v_0^2}(1 + \beta v_0^2)$$

$$n_+ = 2\,\sigma_+^2\,N_+\,N \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\left\{1 - e^{-\beta v_0^2}(1 + \beta v_0^2)\right\}$$

Unsere Bedingungsgleichung für das Dissoziationsgleichgewicht ergibt damit die Beziehung:

$$N_+ = N_T \frac{\sigma_0^2}{\sigma_+^2} \frac{e^{-\beta v_0^2}(1 + \beta v_0^2)}{1 - e^{-\beta v_0^2}(1 + \beta v_0^2)}.$$

Durch diese Gleichung ist also die Zahl der dauernd vorhandenen +Ionen im Verhältnis zur Zahl der neutralen Moleküle bestimmt, und man kann diese Zahl als Funktion der Temperatur berechnen, wenn man noch eine Annahme über das Verhältnis der Radien σ_0 und σ_+ macht. Das Naheliegendste ist $\sigma_0/\sigma_+ = 1$ zu setzen, da durch Abtrennung eines Elektrons der Atomradius sich wohl kaum erheblich ändern kann. Aus der Tatsache, daß in der positiven Säule des Lichtbogens keine freien räumlichen Ladungen vorhanden sind und aus der Annahme, daß die Zahl der vorhandenen −Ionen verschwindend klein ist, folgt nun, daß die Zahl der vorhandenen +Ionen gleich ist der Zahl der vorhandenen Elektronen, die mit N_- bezeichnet sei. Es ist also

$$N_- = N_+ = N_T \frac{e^{-\frac{B}{T}}\left(1 + \frac{B}{T}\right)}{1 - e^{-\frac{B}{T}}\left(1 + \frac{B}{T}\right)},$$

wo

$$B = \frac{e\,V}{k} = \frac{{}^1/_2\,m\,v_0^2}{k}$$

ist. Mit der Kenntnis der Elektronenzahl ist uns auch das Mittel in die Hand gegeben, die Leitfähigkeit des Gases zu berechnen. Denkt man sich nämlich eine Spannung angelegt, so

wird der entstehende Strom wesentlich von den leicht beweglichen Elektronen übernommen. Er kommt dadurch zustande, daß jedes Elektron auf der freien Weglänge l zu seiner ungeordneten Geschwindigkeit eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des elektrischen Feldes bekommt. In völliger Analogie zur metallischen Leitung kann man die bei diesem Leitungsvorgang entstehende Leitfähigkeit berechnen nach der Formel

$$\varkappa = \tfrac{1}{2} \frac{N_- e^2 l}{m \cdot v} = \tfrac{1}{2} \frac{N_- e^2 l}{\sqrt{3 m k T}},$$

wo v die mittlere Geschwindigkeit bei der Temperatur T ist. Setzt man den für N_- gefundenen Wert in diese Formel ein, so erhält man folgende Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur:

$$\varkappa = C \cdot T^{-\frac{3}{2}} \frac{e^{-\frac{B}{T}} \left(1 + \frac{B}{T}\right)}{1 - e^{-\frac{B}{T}} \left(1 + \frac{B}{T}\right)},$$

wo

$$C = \tfrac{1}{2} N_0 e^2 l \frac{1}{\sqrt{3 m k}}$$

zu setzen ist.

Es soll nunmehr für einen bestimmten Fall numerisch berechnet werden, wie groß diese Leitfähigkeit bei Lichtbogentemperatur ist. Ich möchte die Rechnung durchführen für CO_2, weil aus der Messung der Stromdichte im CO_2-Bogen die Leitfähigkeit einigermaßen bekannt ist, obwohl die Ionisierungsspannung nicht genau bekannt ist. Ausschlaggebend für die Größe der Leitfähigkeit ist, wie man an der Formel für die Zahl der Elektronen erkennt, der Wert von

$$\frac{B}{T} = \beta v_0^2 = \frac{m v_0^2}{2 k T} = \frac{e V}{k T}.$$

Diese Größe ist nun aber wesentlich durch den Wert der Ionisierungsspannung V bestimmt. Wie mir Herr J. Frank freundlicherweise brieflich mitteilte, ist die Ionisierungsspannung von CO_2 wahrscheinlich relativ klein, jedoch größer als 5 Volt. Setzt man diesen Wert zunächst einmal ein und nimmt für die Lichtbogentemperatur 4000° abs., so wird

$$\beta v_0^2 = \frac{5}{300} \frac{4{,}76 \cdot 10^{-10}}{1{,}35 \cdot 10^{-16} \cdot 4 \cdot 10^3}$$

$$\beta v_0^2 = 14{,}7.$$

Rundet man der bequemen Rechnung wegen auf $\beta v_0^2 = 15$ ab, so wird die Zahl der Elektronen

$$N_- = N_T \frac{16 \cdot 4{,}9 \cdot 10^{-6}}{1 - 16 \cdot 4{,}9 \cdot 10^{-6}} .$$

Man sieht, daß der Nenner praktisch gleich 1 ist. Für N_T ist die Zahl der Moleküle bei der Temperatur von 4000° zu setzen; da $N_T = N_0\, 273/4000$ ist, wird

$$N_- = \frac{2{,}76 \cdot 10^{19} \cdot 273}{4000} \cdot 16 \cdot 4{,}9 \cdot 10^{-6}$$

$$= 1{,}48 \cdot 10^{14}.$$

Man sieht, daß nach dieser Annahme bereits eine erhebliche Anzahl von Elektronen dauernd vorhanden ist. Zur Leitfähigkeitsberechnung brauchen wir die freie Weglänge der Elektronen und wir setzen sie nach einer bekannten Überlegung gleich dem vierfachen der freien Weglänge der Moleküle. Diese ist nach Landolt und Börnstein für CO_2 bei 1 Atm.

$$l = 6{,}29 \cdot 10^{-6}\ \text{cm}.$$

Es wird

$$\varkappa = \frac{1}{2} \frac{1{,}48 \cdot 10^{14} \cdot 2{,}53 \cdot 10^{-40} \cdot 4 \cdot 6{,}29 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{3 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1{,}35 \cdot 10^{-16} \cdot 4 \cdot 10^{3}}}$$

$$= 1{,}24 \cdot 10^{-11}\ \text{c.g.s.} = 1{,}24 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Amp./cm}^2}{\text{Volt/cm}}$$

Aus den Messungen der Stromdichte im CO_2-Bogen ergab sich nun die Beziehung

$$F = \frac{i}{0{,}26} - 66{,}3 .$$

Also wird die Leitfähigkeit

$$\varkappa = \frac{i}{F} = 0{,}26 + \frac{17{,}3}{F}.$$

Diese Messung gibt uns zunächst nur die Größenordnung der Leitfähigkeit, und zwar ergibt sich diese bei 1 Amp. Stromstärke, entsprechend einer Feldstärke von 85 Volt/cm

$$\varkappa = 0{,}4 \frac{\text{Amp./cm}^2}{\text{Volt/cm}}.$$

Der gemessene Wert ist also ungefähr 30mal so groß wie der berechnete. Es fragt sich also: Muß mit diesem Resultat die Hypothese als falsch aufgegeben werden, oder lassen sich durch plausible Annahmen diese Unterschiede erklären?

Ich glaube diese Frage unbedingt bejahen zu dürfen. Es lassen sich nämlich noch verschiedene Ursachen angeben, die,

bisher nicht berücksichtigt, die Leitfähigkeit erheblich vergrößern können.

Wie schon hervorgehoben, wird die Leitfähigkeit wesentlich bestimmt durch den numerischen Wert von βv_0^2. Wir fanden, daß 14,7 der kleinste, ohne Hypothese mögliche Wert sei. Man berücksichtige nun folgendes:

Sobald es gelingt, für βv_0^2 den Wert 9 möglich zu machen, wird

$$N_- = 2{,}32 \cdot 10^{15}$$

und

$$\varkappa = 0{,}2 \frac{\text{Amp./cm}^2}{\text{Volt/cm}},$$

womit also die Größenordnung der gemessenen Leitfähigkeit erreicht ist.

Um für βv_0^2 den Wert 9 zu erhalten, müßte man entweder für die Temperatur einen erheblich höheren Wert c. 6500° einsetzen, was wohl kaum angängig ist, oder man müßte für die Ionisierungsspannung statt 5 Volt 3 Volt annehmen. Nun ist es unwahrscheinlich, daß die Ionisierungsspannung unter gewöhnlichen Umständen wirklich diesen niedrigen Wert hat, doch läßt sich eine mit großer Wahrscheinlichkeit vorhandene Ursache für eine Herabminderung der Ionisierungsspannung angeben.

Ich nehme an, daß die bei der Ionisierung von den Gasatomen emittierte Strahlung beim Auffallen auf andere Teilchen deren Ionisierungsspannung verringert, und zwar im Mittel ungefähr auf den halben Wert.

Ein derartiger Einfluß der Strahlung ist bereits beobachtet, und zwar von Frank und Westphal[1]) in Joddampf. Daß der Effekt in Luft und in anderen Gasen bisher nicht gefunden ist, mag vielleicht daran liegen, daß gerade die im äußersten Ultraviolett liegenden Frequenzen stark wirksam sind, die bei Versuchen, bei denen in Glasröhren eingeschlossene Gase von außen belichtet werden, nicht mehr zur Wirkung kommen. Natürlich würde diese Strahlung auch eine direkte lichtelektrische Wirkung haben, wie sie gerade für die ultravioletten Frequenzen von Lenard[2] beobachtet ist. Auch diese wirkt in dem Sinne, die Leitfähigkeit zu vergrößern, doch läßt sie

1) J. Frank u. W. Westphal, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **14.** p. 159. 1912.
2) P. Lenard, Sitzungsber. d. Heidelberg. Akad. d. Wiss. 1911, 24. Abh.

sich quantitativ noch nicht übersehen. Formal könnte man sie wohl auch einfach durch eine Verringerung der Ionisierungsspannung berücksichtigen.

Außer dieser Hypothese der Änderung der Ionisierungsspannung durch die Strahlung könnte man noch einen anderen Weg einschlagen, um auch die quantitative Übereinstimmung der Theorie mit der Beobachtung herzustellen. Es wurde bei der Berechnung des Dissoziationsgleichgewichtes angenommen, daß die Wiedervereinigung von Elektronen mit + Ionen dann eintritt, wenn das Elektron mit einer Geschwindigkeit $v < v_0$ auftrifft. Es ist aber gar nicht sicher, daß alle Elektronen mit Geschwindigkeiten $v < v_0$ kleben bleiben. Frank und Hertz[1]) haben ja experimentell gezeigt, daß unterhalb der Ionisierungsspannung Reflexionen möglich sind. Würde man annehmen können, daß die Elektronen nur kleben bleiben bei Geschwindigkeiten, die kleiner oder gleich $\frac{1}{9} v_0$ sind, so würde sich auch damit die berechnete Leitfähigkeit in Übereinstimmung mit der beobachteten bringen lassen. Dies läßt sich folgendermaßen zeigen:

Nimmt man an, daß die Elektronen bei Geschwindigkeiten $v \leqq v_1$ kleben bleiben, so ist bei der Berechnung von n_+ von 0 bis v_1 anstatt von 0 bis v_0 zu integrieren. Der Ausdruck für die Zahl der bei der Temperatur T vorhandenen Elektronen nimmt die Form

$$N_- = N_T \frac{e^{-\beta v_0^2}\left(1 + \frac{B}{T}\right)}{1 - e^{-\beta v_1^2}(1 + \beta v_1^2)}$$

an. Um numerische Übereinstimmung mit dem Experiment zu erreichen, muß N_- 30mal so groß werden wie vorher, d. h. der Nenner, der vorher gleich 1 war, muß $^1/_{30}$ sein. Das ergibt für v_1 folgende Gleichung, wenn man berücksichtigt, daß βv_1^2 klein ist und man die Exponentialfunktion in eine Reihe entwickeln kann:

$$1 - (1 - \beta v_1^2)(1 + \beta v_1^2) = \frac{1}{30}$$

da also

$$\beta v_1^2 = \frac{1}{5{,}5}$$

und

$$\beta v_0^2 = 14{,}7 \quad \text{ist,}$$

1) J. Frank u. G. Hertz, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **15**. p. 373. 1913.

so wird

$$v_1 = \frac{v_0}{\sqrt{80}} \cong \frac{1}{9} v_0 .$$

Ob diese Annahme physikalisch zulässig ist, läßt sich erst sagen, wenn genaue experimentelle Untersuchungen über die Wiedervereinigung vorliegen.

Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß die beiden zur Erklärung herangezogenen Effekte, die Strahlung und die Wiedervereinigung gleichzeitig wirken, so daß die Wirkung des einzelnen geringer sein kann, als hier angenommen wurde. Auf jeden Fall zeigen diese Rechnungen wohl, daß die vorliegende Theorie die großen, in Lichtbogengasen gemessenen Leitfähigkeiten der Größenordnung nach ergibt.

Bisher haben wir uns bei unseren theoretischen Überlegungen auf die Betrachtung des Falles beschränkt, bei dem das Gas von außen geheizt gedacht wurde. In Wirklichkeit liegen beim Lichtbogen die Verhältnisse noch etwas anders. Der Lichtbogen erzeugt nämlich die zur dauernden Aufrechterhaltung der hohen Temperatur nötige Wärmemenge selbst, und zwar ist die Größe der im Lichtbogen verbrauchten Leistung einzig und allein durch diesen Energiebedarf bestimmt. Das hat man sich so vorzustellen. Es sei das Gas zwischen den Elektroden des Lichtbogens einmal auf eine hohe Temperatur gebracht und an einer Stelle seien Elektronen erzeugt. Das erste geschieht beim Zündvorgang, das zweite durch die Elektronenemission der Kathode. Das Gas ist dann leitend und eine angelegte Spannung treibt einen Strom durch das Gas. Dieser Strom erzeugt seinerseits wieder Joulesche Wärme, sorgt somit für Aufrechterhaltung der Temperatur und Leitfähigkeit des Gases. Durch Wärmeleitung geht natürlich dauernd Energie in Gestalt von Wärme nach außen hin verloren und der Strom muß sich so einregulieren, daß die von ihm abgegebene Energie den Energieverlust durch Wärmeleitung dauernd deckt. Daß diese beiden Energiemengen tatsächlich der Größenordnung nach identisch sind, läßt sich leicht durch folgende Überschlagsrechnung zeigen, die ich für den CO_2-Bogen bei 2 Amp. durchführen möchte.

Die vom Strom in einem Stück des Lichtbogenbandes von 1 cm Länge in 1 sec zugeführte Energie ist

$$F \cdot i = 73 + 11{,}7\, i = 96{,}4 \text{ Watt} = 22{,}8 \text{ g cal/sec.}$$

Die durch Wärmeleitung nach außen in 1 sec abgeführte Wärmemenge läßt sich überschläglich nach folgender Formel berechnen:

$$Q = \lambda \cdot F \cdot \frac{dT}{dr},$$

wo λ die Wärmeleitfähigkeit bei Lichtbogentemperatur bedeutet, F die Mantelfläche des zylindrischen Lichtbogenbandes und dT/dr den Temperaturgradienten am äußeren Rande des Lichtbogenbandes. Für λ ergibt sich nach Landolt-Börnstein unter Berücksichtigung der dort angegebenen Temperaturabhängigkeit der Wert

$$\lambda = 1{,}1 \cdot 10^{-3}.$$

Der Durchmesser des Lichtbogenbandes bei 2 Amp. ist 0,3 cm. Das Temperaturgefälle läßt sich natürlich nur schätzungsweise angeben. Die Temperatur sinkt nun an der Grenze des Bandes sicher sehr plötzlich, wie man leicht erkennen kann, wenn man eine Sonde allmählich in den Lichtbogen einführt. Die Temperatur in der Aureole mag wohl wie die einer Flamme 2000° sein. Schätzt man die Länge der Strecke, auf der dieser Abfall erfolgt, auf 0,2 cm, so wird $dT/dr = 10^4$. Dieser Wert dürfte kaum zu hoch gegriffen sein, denn wie man aus den Photographien bei Messung der Stromdichte sieht, ist der Übergang vom Lichtbogenband zur Aureole ganz plötzlich. Mit diesen Zahlenwerten wird nun

$$Q = 1{,}1 \cdot 10^{-3} \cdot 2\pi \cdot 0{,}15 \cdot 10^4 = 10{,}4 \text{ g cal/sec}.$$

Die abgeführte Wärmemenge erreicht also tatsächlich die Größenordnung der zugeführten.

Hiernach wäre es natürlich von großem Interesse, die wirkliche Temperaturverteilung im Querschnitt des Bogens zu ermitteln und die mit dieser in engem Zusammenhange stehende Verteilung der Stromdichte. Beide beeinflussen sich gegenseitig in der Weise, daß die an einer Stelle herrschende Temperatur die Leitfähigkeit des Gases und damit die Stromdichte bestimmt, während andererseits wieder die zur Aufrechterhaltung der Temperatur nötige Wärmemenge vom Strome geliefert werden muß und also durch die Stromdichte an dieser Stelle bestimmt ist.

Man kann versuchen, dieses Problem rechnerisch zu behandeln und müßte dann so verfahren. Wir betrachten ein Stück des Lichtbogenbandes von 1 cm Länge, an dem die

Spannung F liegt. Im Querschnitt des Bandes sei die Stromdichte im Abstand r von der Mitte i_r. Dann besteht die Beziehung

$$i_r = \varkappa(T) \cdot F .$$

wo $\varkappa(T)$ die Leitfähigkeit ist, die von der Temperatur abhängt, nach dem Gesetz:

$$\varkappa(T) = C\,T^{-\frac{3}{2}} \frac{e^{-\frac{B}{T}}\left(1+\frac{B}{T}\right)}{1-e^{-\frac{B}{T}}\left(1+\frac{B}{T}\right)}$$

wo

$$C = \tfrac{1}{2} N_0\, e^2\, \lambda \sqrt{\frac{e}{3\,m\,K}}, \quad B = \frac{e\,V}{k}$$

gesetzt ist. Greifen wir nun aus dem Lichtbogenband ein ringförmiges Gebiet zwischen den Radien r und $r + dr$ heraus, so muß die Bedingung erfüllt sein, daß die in ihm vom Strom erzeugte Wärme $F \cdot i_r$ gleich der durch Wärmeleitung weggeführten ist. Dies ergibt

$$F \cdot i_r = -\lambda \cdot \Delta T,$$

wo λ die Wärmeleitfähigkeit ist, die, an sich natürlich auf eine Temperaturfunktion, hier als konstant angesehen werden soll. Unter Einsetzung des Wertes für i_r wird

$$F^2 k(T) = -\lambda \cdot \Delta T.$$

Drückt man ΔT in Zylinderkoordinaten aus, so erhält man die Differentialgleichung

$$F^2 \cdot \frac{C\left(1+\frac{B}{T}\right)e^{-\frac{B}{T}}}{1-e^{-\frac{B}{T}}\left(1+\frac{B}{T}\right)}\, T^{-\frac{3}{2}} = -\lambda \frac{1}{r} \frac{d\left(r \frac{d\,T}{d\,r}\right)}{d\,r},$$

durch deren Lösung sich die Temperaturverteilung im Querschnitt des Lichtbogens bei einer angelegten Spannung F berechnen ließe. Dies Resultat sei

$$T = \psi(r, F).$$

Setzt man dies in den Ausdruck für die Stromdichte ein, so wird

$$i_r = \varkappa[\psi(r, F)] \cdot F .$$

Und indem man über den Querschnitt des Lichtbogenbandes integriert, erhält man den Strom

$$i = \int i_r\, df = \varphi(F)$$

als Funktion der Feldstärke, d. h. den Verlauf der Charakteristik.

Leider ist es bisher nicht gelungen, die auftretende Differentialgleichung zu lösen. Trotzdem gelingt es wohl, qualitativ sich einen Überblick zu bilden über die Art und Weise, wie sich nach dieser Auffassung ein Lichtbogen verhalten muß.

Querschnittsbegrenzung.

Da die Leitfähigkeit mit abnehmender Temperatur sehr plötzlich sinkt, so sieht man, daß in einem bestimmten Abstande von der Mitte des Bogens die Leitfähigkeit des Gases sehr rasch abfallen muß. Hierdurch erklärt sich die Tatsache, daß man bei den meisten Lichtbögen ein relativ scharf begrenztes Band beobachtet, das den Stromtransport übernimmt.

Spannungsgefälle pro Centimeter.

Nach der vorliegenden Theorie ist es ganz selbstverständlich, daß im eigentlichen Bogen das Spannungsgefälle/cm konstant und unabhängig von der Länge sein muß. Denn in jedem Stücke des Lichtbogens spielt sich ja derselbe Prozeß ab. Es ist dies völlig analog zu dem konstanten Spannungsgefälle pro cm in einem stromdurchflossenen metallischen Leiter von konstantem Querschnitt.

Charakteristik.

Natürlich muß sich das Spannungsgefälle/cm ändern, sobald sich der Querschnitt ändert; dies tritt ein, sobald sich der Strom ändert. Wächst der Strom, so tritt eine Verbreiterung des Lichtbogenbandes ein. Die maximale, im Zentrum des Lichtbogens auftretende Temperatur ist wesentlich bestimmt durch den Wirkungsgrad der vom Strome zugeführten Wärme zu der durch Wärmeleitung abgeführten. Die erstere ist proportional dem Volumen, die andere aber der Oberfläche des Lichtbogenbandes. Man erkennt, daß dies Verhältnis mit zunehmendem Querschnitt wächst, d. h. daß bei größeren Stromstärken höhere maximale Temperaturen erreicht werden können. Bei höherer Temperatur ist aber auch die Leitfähigkeit größer, so daß die Spannung sinken kann.

Mittlere Stromdichte.

Die Messungen der Stromdichte aus der Breite des Lichtbogenbandes ergeben nur einen Mittelwert für die Leitfähigkeit,

da diese über den Querschnitt entsprechend der Temperaturverteilung noch variiert. Es kann auch für diesen Mittelwert das Ohmsche Gesetz nicht genau gelten, weil, wie eben auseinandergesetzt, die maximale Temperatur des Lichtbogens mit der Stromstärke wächst. Hiernach muß also bei kleinen Stromstärken der Mittelwert der Leitfähigkeit kleiner sein als bei großen Stromstärken und das folgt auch aus den Messungen, die das Resultat

$$\varkappa = 0{,}26 + \frac{17{,}3}{F}$$

ergeben; F ist ja bei kleinen Stromstärken groß und umgekehrt.

Die Abhängigkeit der Charakteristik vom Gase ist nach der vorliegenden Auffassung natürlich wesentlich durch die Ionisierungsspannung und die Wärmeleitfähigkeit des Gases bestimmt. Hieraus folgt z. B., daß für O die Charakteristik höher liegen muß als für N, da beide nahezu dieselbe Wärmeleitfähigkeit haben, aber für O die Ionisierungsspannung 9, dagegen für N = 7,5 ist. Man versteht auch, weshalb Luft dieselbe Charakteristik hat wie N, da infolge der niedrigeren Ionisierungsspannung in der überwiegenden Mehrzahl N-Moleküle ionisiert werden. Ferner ist klar, weshalb H ein so außerordentlich hohes Spannungsgefälle/cm besitzt. Denn erstens ist die Ionisierungsspannung 11 Volt, vor allem aber ist die Wärmeleitfähigkeit ungefähr 10mal so groß als bei den anderen Gasen, so daß entsprechend der großen, nach außen weggeführten Wärmemenge eine große elektrische Energie zugeführt werden muß. Bei Wasserdampf sind die Verhältnisse anscheinend komplizierter, da wenigstens in dem Stadium mit leuchtendem Band H und O dissoziiert und ionisiert sind, wie die spektrale Untersuchung zeigt, während für den Wärmetransport nach außen wohl die Wärmeleitfähigkeit des Wasserdampfes in Frage kommt.

Druckabhängigkeit.

Eine wichtige Bestätigung der vorliegenden Anschauung scheint mir in dem Verhalten der Lichtbögen bei veränderlichem Druck zu liegen. Die Theorie würde folgendes verlangen: In die Formel für die Leitfähigkeit gehen die vom Druck abhängigen Größen, nämlich die Teilchenzahl N und die freie

Weglänge l in ihrem Produkt $N \cdot l$ ein. Dies ist aber unabhängig vom Druck. Folglich muß auch die Leitfähigkeit bei abnehmendem Druck zunächst konstant sein, zumal da bekanntlich auch die Wärmeleitfähigkeit der Gase vom Druck bis zu sehr niedrigen Werten unabhängig ist. Leider liegen über die Druckabhängigkeit der Charakteristik noch keine genauen Messungen vor. Doch zeigen folgende von Child angegebenen Werte der Spannung/cm bei demselben Strom, aber für verschiedene Drucke, daß diese Bedingung erfüllt ist.

p in mm Hg	V/cm
730	23,4
30	22,4
2	13,3

Also in dem weiten Druckintervall von 730 bis 30 mm ändert sich die Leitfähigkeit fast gar nicht. Andererseits stellte Child auch fest, daß die Temperatur des Bogens sich anscheinend kaum geändert hatte, was durchaus der vorliegenden Auffassung entspricht.

Natürlich muß bei ganz niedrigen Drucken ein Moment kommen, wo das Verhalten der Gase ganz anders wird, nämlich dann, wenn die freie Weglänge allmählich so groß wird, daß auf ihr die Ionisierungsspannung nahezu durchlaufen werden kann. Es wird sich dann ein allmählicher Übergang vom Lichtbogenphänomen zur reinen Stoßionisation ausbilden. Sobald der Druck so tief gesunken ist, daß auf der freien Weglänge ein erheblicher Bruchteil der Ionisierungsspannung durchlaufen wird, wird durch Addition der Temperaturgeschwindigkeit und der im elektrischen Felde erreichten, in Richtung des elektrischen Feldes die Zahl der ionisierenden Zusammenstöße wachsen. Je mehr dieser Zustand zunimmt, um so mehr kann die Temperatur, die bisher für die Ionisierung allein maßgebend war, abnehmen, und damit wird natürlich auch die Spannung/cm abnehmen, da nicht mehr eine so große Energiezufuhr zur Aufrechterhaltung der geringeren Temperatur nötig ist. In diesem Stadium befindet man sich anscheinend bei 2 mm Druck. Auch hier kann, wie eine einfache Rechnung zeigt, noch keine reine Stoßionisation vorliegen. Ich möchte vielmehr vermuten, daß auch für den Stromtransport in der positiven Säule der Glimmentladung der zuletzt geschilderte Zustand ausschlaggebend ist.

Zur experimentellen Prüfung der im Vorstehenden aufgestellten Lichtbogentheorie müßte man folgendes Experiment anstellen: Ein z. B. in ein Quarzrohr eingeschlossenes Gas wird von außen mit einem elektrischen Ofen erhitzt und es werden in ihm Elektronen erzeugt, z. B. durch eine Glühkathode oder einen anderen Ionisator (Röntgenstrahlen, radioaktive Strahlen). Es wird mit einer unselbständigen Strömung die Leitfähigkeit des Gases gemessen als Funktion der Temperatur. Außerdem müßte man versuchen festzustellen, wie schnell die Leitfähigkeit abnimmt, wenn die Wirkung des Ionisators aufhört.

Außer beim Lichtbogen scheint mir auch bei einigen anderen Erscheinungen die Temperaturionisation eine Rolle zu spielen. Ich möchte vermuten, daß die Leitfähigkeit der Flammen durch die Stoßionisierung der mit ungeordneten Geschwindigkeiten bewegten Elektronen zustande kommt. Ferner scheint mir das elektrische Verhalten der Nernststifte sofort erklärt, wenn man dem Material eine Ionisierungsspannung zuschreibt. Der Verlauf der Charakteristik ist ja völlig analog der eines Lichtbogens, der einzige Unterschied ist der, daß der Querschnitt des Nernststiftes konstant ist.

Zusammenfassung.

1. Es werden die Charakteristiken sehr langer Gleichstromlichtbögen zwischen verschiedenen Elektroden in Luft, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlensäure, Wasserstoff und Wasserdampf gemessen. Die Messungen zeigen, daß für den Verlauf der Charakteristik das Gas ausschlaggebend ist, während das Elektrodenmaterial keinen wesentlichen Einfluß hat.

2. Die Ayrtonsche Formel gibt den Verlauf in allen den Fällen gut wieder, bei denen in der Mitte des Bogens ein scharf begrenztes Band zu sehen ist. Als numerisches Resultat ergibt sich in diesen Fällen:

Luft	$V \cdot i = 32{,}6\,l + 62\,i + 11{,}4\,li$
Stickstoff . .	
Kohlensäure . .	$V \cdot i = -90 + 73\,l + 80\,i + 11{,}7\,l \cdot i$
Wasserstoff . . .	$V \cdot i = 180 + 222\,l + 290\,li$
Wasserdampf . .	$V \cdot i = 185\,l + 200\,i + 10\,l \cdot i.$

3. Sondenmessungen im Luftlichtbogen ergeben das Resultat, daß das Potentialgefälle/cm längs des Lichtbogens in

allen Teilen der positiven Säule dasselbe ist, und zwar unabhängig von der Länge, mit zunehmender Stromstärke längs einer Hyperbel abnehmend. Kathoden- und Anodenfall werden direkt gemessen. Der Kathodenfall ist unabhängig von Länge, Stromstärke und nahezu auch dem Elektrodenmaterial, und hat die Größe von 20 Volt. Der Anodenfall ist unabhängig von der Länge des Bogens, nimmt aber mit zunehmender Stromstärke im Intervall von 0,1—3 Amp. von 150 bis zu 30 Volt ab, wobei der Verlauf etwas vom Elektrodenmaterial abhängt.

4. Im Kohlensäurebogen wird durch Querschnittsmessung die Stromdichte bestimmt und gezeigt, daß sie mit zunehmender Feldstärke linear wächst.

5. Schließlich wird eine Theorie über die Art des Leitungsvorganges im Lichtbogen aufgestellt, deren Grundgedanke die Stoßionisierung durch solche Elektronen ist, deren ungeordnete Temperaturgeschwindigkeit oberhalb des zur Ionisierung nötigen Betrages liegt. Unter Zuhilfenahme bestimmter Hypothesen über den Einfluß der Strahlung auf die Leitfähigkeit und über die Art der Wiedervereinigung gestattet die Theorie wenigstens der Größenordnung nach die beobachteten Leitfähigkeiten zu berechnen. Qualitativ lassen sich verschiedene Erscheinungen, z. B. die Begrenzung des Lichtbogenquerschnittes, Verlauf und Lage der Charakteristik in verschiedenen Gasen, Druckabhängigkeit der Charakteristik durch diese Theorie zwanglos erklären.

Die vorstehende Arbeit wurde im Institut für angewandte Elektrizität zu Göttingen ausgeführt. Dem Leiter des Institutes, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. H. Th. Simon, verdanke ich die Anregung zu dieser Arbeit und bin ihm für das stete fördernde Interesse und die bereitwillige Überlassung der für die Durchführung notwendigen großen Mittel zum größten Danke verpflichtet.

Für zahlreiche fördernde Ratschläge bei der experimentellen Ausführung schulde ich dem früheren Assistenten des Institutes, Herrn Dr. H. Busch, aufrichtigen Dank, ebenso Herrn Dr. Born für wertvolle Unterstützung im theoretischen Teil der Arbeit.

Lebenslauf.

Ich, Walter Grotrian, wurde am 21. April 1890 in Aachen geboren als Sohn des Professors an der technischen Hochschule zu Aachen Otto Grotrian. Ich besuchte das Kaiser Wilhelm-Gymnasium meiner Vaterstadt, das ich Ostern 1908 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Nach halbjähriger praktischer Tätigkeit in einer Maschinenfabrik studierte ich 4 Semester an der technischen Hochschule zu Aachen Maschinenbau, von Oktober 1910 ab in Göttingen Mathematik und Physik. Oktober 1913 erhielt ich die Assistentenstelle am Institut für angewandte Elektrizität in Göttingen, in der ich bis zum Ausbruch des Krieges tätig war. Während meiner Studienzeit besuchte ich die Vorlesungen und Übungen folgender Herren in Aachen:

Blumenthal, Furtwängler, Grotrian, Junkers, Kötter, Edgar Meyer, Reißner, Rötscher, Schumann, Seitz, Stark, Steubing,

in Göttingen:

Bestelmeyer, Born, v. Kármán, Landau, Madelung, Michelson, Prandtl, Reich, Rümelin, Runge, v. Sanden, H. Th. Simon, v. Traubenberg, Voigt, Wallach, Weyl, Wiechert.

Allen meinen Lehrern bin ich zu aufrichtigem Danke verpflichtet.